ACADÉMIE DES SCIENCES.

SEANCE DU LUNDI 25 NOVEMBRE 1957.

PRÉSIDENCE DE M. Léon BINET.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. le **Président** signale qu'à titre exceptionnel, la prochaine séance hebdomadaire aura lieu le mercredi 4 décembre, au lieu du lundi 2, afin que les Membres de l'Académie, qui le désireraient, puissent assister, le lundi, à la Séance annuelle des prix de l'Académie des sciences morales et politiques.

CHIMIE ANALYTIQUE. — *Analyses du gaz naturel et du gaz commercial en provenance des puits de Lacq.* Note de MM. **Léon Binet**, **René Fabre** et **Marcel Chaigneau.**

Les gaz naturels examinés ont été prélevés au puits n° 113, sous une pression de 70 atm à l'installation dite « séparateur haute pression ». L'échantillon a été conservé dans un réservoir en acier intérieurement garni de « téflon » en vue d'assurer son intégrité.

Les analyses ont été faites en suivant la technique décrite par P. Lebeau et A. Damiens [1]. Le mélange initial est séparé en deux parties par condensation à la température de l'air liquide; celle qui constitue les gaz non condensables pouvant contenir l'hydrogène, le méthane, l'oxyde de carbone, l'azote, l'oxygène et les gaz rares. La fraction condensable dans l'air liquide est soumise à une seconde séparation par distillation fractionnée. Cela permet, pour les hydrocarbures, de recueillir des fractions ne contenant plus que deux d'entre eux, parfaitement déterminés. L'analyse par combustion eudiométrique est alors utilisée avec précision. La suite de l'analyse est conduite en utilisant des réactifs absorbants spécifiques.

Cependant le dosage des thiols est impossible selon cette technique, car ils suivent le sort de l'hydrogène sulfuré lors de l'absorption de ce dernier. Nous avons donc mis à profit leur propriété de se combiner avec le 2.4-dinitrochlorobenzène en donnant des thioéthers insolubles dans l'alcool [2].

Les thiols sont d'abord isolés par dissolution dans l'éthanol absolu contenu dans des flacons laveurs type Durand. Le volume gazeux mis en expérience, de l'ordre de 20 l, est soigneusement mesuré. Les solutions alcooliques, ainsi que l'éthanol utilisé au rinçage des flacons, sont réunies et additionnées d'une solution d'hydroxyde de sodium, puis de 2 g de 2.4-dinitrochlorobenzène préalablement dissous dans 10 cm³ d'éthanol. On place ce mélange sur le bain-marie bouillant pendant 15 mn et on laisse refroidir à la glacière. Il se dépose un précipité cristallin de thioéthers : $R—S—C_6H_3(NO_2)_2$ qui est pesé sur filtre en verre fritté n° 4. Les résultats ont été exprimés en adoptant, pour ce cas particulier, un poids moléculaire de valeur comprise entre celle des thioéthers correspondant à $R = —CH_3$ et $R = —C_2H_5$.

L'application de ces techniques a révélé l'absence d'oxyde de carbone, d'oxygène, de carbures éthyléniques et acétyléniques. L'hydrogène sulfuré et l'anhydride carbonique ont été dosés à la fois dans le gaz total et dans les fractions condensables dans l'air liquide. Les valeurs obtenues présentent entre elles des écarts négligeables, cependant nous avons rassemblé dans le tableau suivant la totalité des résultats qui ont servi à établir la moyenne.

	I.	II.	III.	Moyenne.
Méthane	69,22	69,86	–	69,54
Éthane	3,13	3,08	–	3,10
Propane	1,05	1,05	–	1,05
Butanes	0,51	0,50	–	0,50
Hydrocarbures en C_5 et C_{5+x}	0,50	0,47	–	0,48
H_2S	15,22	15,06	15,08	15,12
CO_2	9,94	10,0	10,06	10,0
Thiols	0,017	0,019	0,019	0,018
N_2	0,18	0,19	–	0,18
Indéterminés, de l'ordre de	0,06	–	–	–

Le gaz commercial résulte d'un traitement du gaz naturel qui consiste à éliminer l'hydrogène sulfuré, les thiols, l'anhydride carbonique et une partie des hydrocarbures. Les analyses du mélange résiduel, livré à la consommation, ont été effectuées selon la technique mentionnée précédemment et nous donnons ci-dessous les résultats obtenus.

	I.	II.	Moyenne.
Méthane	92,91	93,04	92,98
Éthane	3,14	3,22	3,18
Propane	1,08	1,18	1,13
Azote	2,87	2,56	2,71

Ce gaz commercial est donc entièrement débarrassé de l'anhydride carbonique, de l'hydrogène sulfuré et des thiols contenus dans le gaz naturel. Sa teneur en méthane particulièrement élevée ainsi que la présence

non négligeable de l'éthane et du propane permettent de lui attribuer, par le calcul, un pouvoir calorifique inférieur à pression constante d'environ 8 700 cal/m^3, et un pouvoir calorifique supérieur à pression constante de l'ordre de 9 600 cal/m^3.

L'étude toxicologique du gaz naturel et du gaz purifié est actuellement entreprise et fera l'objet d'une Note ultérieure.

(1) P. Lebeau et A. Damiens, *Comptes rendus*, 156, 1913, p. 144, 325 et 557; *Ann. Chim.*, (9), 8, 1917, p. 221.

(2) R. W. Bost, J. O. Turner et coll., *J. Amer. Chem. Soc.*, 54, 1932, p. 1985; 55, 1933, p. 4956.

(*Faculté de Médecine, Laboratoire de Physiologie, et Faculté de Pharmacie, Laboratoires d'Analyse des Gaz et de Toxicologie.*)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Obtention de méthyl-2α et triméthyl-2α.4.4′ stéroïdes.*

Note (*) de MM. **Max Mousseron, François Winternitz** et **André Crastes de Paulet**.

L'échec des tentatives de préparation des dérivées alcoyl-2 ou aryl-2 substitués par action du magnésien correspondant sur la bromo-2α cholestanone-3 (1) nous a amené à envisager leur obtention par d'autres voies. L'intérêt porté actuellement aux analogues méthylés de la testostérone (2a), (2b) nous incite à publier les résultats obtenus dans la série de la cholestanone-3 et de la testostérone.

Par condensation de l'oxalate d'éthyle avec la cholesten-4 one-3 (3) suivie de méthylation par l'iodure de méthyle en présence de carbonate de potassium anhydre en milieu acétonique, on obtient une substance huileuse ne donnant pas de coloration avec le chlorure ferrique; après traitement par le méthylate de sodium en solution méthanolique et chromatographie du produit brut sur alumine, on isole (pentane) la *méthyl-2α cholestène-4 one-3* avec un rendement de 30 %. F 117-118° $[\alpha]_D^{27°}$ + 91°,5 (4); dinitro-2.4 phénylhydrazone F 220-221 (λ_{max} 385 mμ log ε 4,46 chloroforme);

Analyse : $C_{28}N_{46}O$ = 398,65; calculé %, C 84,35; H 11,63; trouvé %, C 84,30; H 11,50.

La configuration α (équatorial) est attribuée à cette substitution qui selon Hoog (5) est la seule stable dans les conditions de préparation utilisées. Une technique analogue nous a permis d'obtenir à partir de la testostérone : la *méthyl-2α testostérone* (Rdt 40 %) F 153-154°; $[\alpha]_D^{27°}$ + 117°,5; $[\alpha]_{5461Å}^{23°}$ + 140°,5; $[\alpha]_{4538Å}^{24°}$ + 203°,5 dinitro-2.4 phénylhydrazone F 232-234° (λ_{max} 385 mμ log ε 4,31 chloroforme); dérivé benzylidénique F 213-215° (éthanol 95°) [*Cf.* (2a)] et l'*allyl-2α testostérone* (Rdt 40 %) F 167-169° (acétone aqueuse); $[\alpha]_D^{27°}$ + 89°,3; dinitro-2.4 phénylhydrazone F 214-215° (éthanol anhydre).

Par action de l'iodure de méthyle en milieu acétonique et en présence de

carbonate de potassium anhydre sur l'hydroxyméthylène-2 cholestanone-3 (⁶) on sépare un produit d'addition non énolisé qui est décarbonylé directement par ébullition avec le méthylate de sodium en milieu méthanol-dioxanne. La chromatographie sur alumine des produits bruts de cette réaction permet d'isoler (pentane) avec un rendement de 30 % une cétone F 115-116° ; $[\alpha]_D^{27°} + 43°$; dinitro-2.4 phénylhydrazone F 253-255° ; semicarbazone F 205-206°.

Analyse : $C_{28}H_{48}O = 400,7$; calculé %, C 83,83 ; H 12,0 ; trouvé %, C 83,90 ; H 11,85.

Cette cétone est la *méthyl-2 α cholestanone-3* : elle est en effet identique à la cétone obtenue par hydrolyse chlorhydrique du *méthyl-2 α éthylènedioxy-3 cho-*

lestane (F 101-102°; analyse $C_{30}H_{52}O_2 = 444,72$; calculé %, C 81,01, H 11,78; trouvé %, C 81,00, H 11,55) obtenu quantitativement par hydrogénation catalytique (en présence de noir de palladium) du *méthyl-2α éthylènedioxy-3 cholestène-5* (F 136-137°; analyse : $C_{30}H_{50}O_2 = 442,7$; calculé %, C 81,38; H 11,38; trouvé %, C 81,40; H 11,25) obtenu par la technique de Fernholtz [7].

L'alcoylation directe de la cholestanone-3 [8] permet d'isoler par chromatographie sur alumine des produits bruts de la réaction la *diméthyl-2.2′ cholestanone-3* (Rdt 30 % pentane) F 99-99°,5 (méthanol) $[\alpha]_D^{28°} + 68°,7$; dinitro-2.4 phénylhydrazone F 207-208° (éthanol-chloroforme), oxime F 193-195° (méthanol); semicarbazone F 210-213° (méthanol).

Analyse : $C_{29}H_{50}O = 414,70$; calculé %, C 83,93; H 12,15; trouvé %, C 84,10; H 12,05.

Cette cétone a été isolée à côté de quantités importantes de méthyl-2 α cholestanone-3 (50 %) et cholestanone-3 (10 %); elle est identique à la cétone provenant de l'alcoylation directe de la méthyl-2 α cholestanone-3. Il se confirme donc que l'alcoylation directe de la cholestanone-3 sur le carbone 4, selon [8], est impossible [9].

La triméthyl-2 α.4.4′ cholestène-5 one-3 a été obtenue par les deux procédés suivants :

a. à partir de la *diméthyl-4.4′ cholestène-5 one-3* [8] par méthylation au moyen de l'iodure de méthyle du dérivé hydroxyméthylénique, selon une technique absolument superposable à celle précédemment décrite pour la préparation de la méthyl-2 α cholestanone-3. La chromatographie sur alumine des produits bruts de la réaction (les produits intermédiaires ne sont pas isolés) permet d'obtenir avec un rendement de 25 % la *triméthyl-2 α.4.4′ cholestène-5 one-3* (F 88-89°; $[\alpha]_D^{27} - 10°2$; dinitro-2.4 phénylhydrazone F 220-221°; analyse : $C_{30}H_{50}O = 426,70$; calculé %, C 84,43; H 11,81; trouvé %, C 84,50; H 11,75).

b. à partir de *la méthyl-2 α cholestène-5 one-3* par méthylation directe (par l'iodure de méthyle en présence de tertiobutylate de potassium) suivie de chromatographie sur alumine des produits bruts de la réaction : on obtient la même cétone F 88-89° (pas de dépression du point de fusion mélangé et même dinitro-2.4 phénylhydrazone) avec un rendement de 40 %.

Par action de l'hydrure de lithium aluminium en solution éthérée sur les cétones précédemment décrites, les alcools correspondants ont pu être isolés quantitativement : *triméthyl-2α.4.4′ cholestène-5 ol-3* β [F 141-142° (méthanol); $[\alpha]_D^{27°} - 55°$; $[\alpha]_{5461Å}^{23°} - 65°,5$; $[\alpha]_{4538Å}^{23°} - 115°,0$ (chloroforme 2 %); cet alcool donne une réaction de Lieberman positive et précipite lentement avec la digitonine] et *méthyl-2 α cholestanol-3* β (F 136-137°; $[\alpha]_D^{25°} + 13,^{5°}$; acétate F 105-106°; cet alcool donne également un précipité avec la digitonine).

(*) Séance du 18 novembre 1957.

(1) F. WINTERNITZ et A. CRASTES DE PAULET, *Bull. Soc. Chim.*, 1956, p. 247.

(2a) H. J. RINGOLD et G. ROZENKRANTZ, *J. Org. Chem.*, 21, 1956, p. 1333.

(2b) H. J. RINGOLD et G. ROZENKRANTZ, *J. Org. Chem.*, 22, 1957, p. 602.

(3) L. RUZICKA et PL. A. PLATTNER, *Helv. Chim. Acta*, 21, 1938, p. 1717.

(4) Sauf exception, tous les pouvoirs rotatoires sont déterminés sur une solution chloroformique de substance, à une concentration de 1 %.

(5) *J. Amer. Chem. Soc.*, 77, 1955, p. 6401.

(6) L. RUZICKA, V. PRELOG et J. BATTEGAY, *Helv. Chim. Acta*, 31, 1948, p. 1296.

(7) *Chem. Abstr.*, 39, 1945, p. 5051.

(8) R. B. WOODWARD, A. A. PATCHETT, P. H. R. BARTON, D. A. IVES et E. B. KELLY, *J. Amer. Chem. Soc.*, 76, 1954, p. 2853.

(9) J. L. BETON, T. G. HALSALL, E. R. R. JONES et P. C. PHILLIPS, *J. Chem. Soc.*, 1957, p. 753.

PHYSIOLOGIE. — *Indice chronologique vestibulaire et méthyl-4 β chloréthyl-5 thiazole*. Note (*) de MM. **RAYMOND CHARONNAT** (†), **GEORGES MOURIQUAND**, **PAUL LECHAT**, **JEAN CHARETON**, Mme **VIOLETTE EDEL** et Mlle **RENÉE CHIGHIZOLA**.

Les travaux antérieurs de R. Charonnat, P. Lechat et J. Chareton (1) ont montré les propriétés opposées des deux fractions de la molécule de thiamine, la fraction pyrimidique étant facteur de choc et la fraction thiazolique apparaissant comme anticonvulsivante.

En collaboration avec G. Mouriquand, V. Edel et R. Chighizola ces auteurs ont étudié (2) l'action de l'une et l'autre fractions de cette molécule sur l'indice chronologique vestibulaire (L. Lapicque) ou chronaxie vestibulaire (C. V.) de G. Bourguignon ; avec eux ils ont montré que la fraction pyrimidique choquante élevait la C. V. et la fraction thiazolique anticonvulsivante l'abaissait.

S'appuyant sur ces données, R. Charonnat, P. Lechat et J. Chareton (3) ont découvert ensuite que l'ester chlorhydrique de la fraction thiazolique de la vitamine B_1 ou méthyl-4 β chloréthyl-5 thiazole se montrait doué expérimentalement de puissantes propriétés sédatives et hypnotiques (lapin, rat, souris, cobaye). Les effets chez l'Homme se sont révélés identiques, en particulier au cours des essais effectués par Laborit, Coirault et coll. (4).

Il était intéressant de se demander si cet ester agissait sur la C. V. dans le même sens que l'alcool thiazolique de départ sans qu'il soit possible pour l'instant de préciser sur quelle partie du système nerveux (formation réticulaire ou autres) agit cette substance, car en dehors de son action dépressive sur le cortex admise par les auteurs précités, il peut y avoir aussi retentissement secondaire sur d'autres régions de l'encéphale.

Comme nous l'avons montré notamment pour le chlorhydrate de thiamine (et sa fraction pyrimidique), l'introduction par voie orale intramusculaire ou intraveineuse détermine deux types de réactions sur la C. V. : une chute

immédiate de 10 σ à 1 σ ou 0 σ (révélée par la mesure des premières minutes) véritable réaction de choc, en somme banale — toute piqure la réalisant — suivie, plus ou moins rapidement selon la dose, d'une forte élévation. C'est cette réaction secondaire « spéciale » qui juge seule de l'action particulière de la substance sur la C. V.

Ces deux éléments sont également à considérer dans l'action du méthy-4 β chloréthyl-5 thiazole sur la C. V. Dans nos essais (pigeons, rats) avec cette substance administrée par voie orale, intramusculaire ou intraveineuse, cette action « diphasique » a été notée; action initiale de choc passagère à 0 σ — 2 σ (comme avec nombre de substances) suivie plus ou moins rapidement selon la dose d'une réaction « spéciale » à la substance en question (chute de 10 σ à 5 σ environ pendant plusieurs heures) à opposer à la réaction « spéciale » du chlorhydrate de thiamine ou de sa fraction pyrimidique, qui élève la C. V. à 15 σ — 16 σ ou au-delà dans le même temps.

Nous en retenons parmi d'autres semblables les exemples suivants :

Chez le Pigeon. — Voie buccale avec 20 mg à 40 mg on observe pendant le choc primordial une plongée de la C. V. (de 10 ou 11 σ à 3 σ — 2 σ) avec remontée ultérieure à 5 σ, niveau où la C. V. se maintient encore après 2 h 40 sans choc physique.

Seule la dose de 60 mg qui détermine un choc à 0 σ entraîne un véritable subcoma pendant cette « phase chronaxique » pour s'installer après le réveil à 5 σ, 6 σ pendant plusieurs heures. Cette dose seule entraîne une légère chute thermique à 20°, 20° 5 persistant plusieurs heures.

Voie intramusculaire. — Réactions de même ordre avec 20 mg accentuées généralement et suivies d'un choc physique avec 40 mg et surtout 60 mg (subcoma, chute à 0σ, 2σ, après 50 mn, ou plus de 5σ pendant plusieurs heures).

Voie intraveineuse. — 40 mg déterminant un choc à 0σ avec coma et souvent mort consécutive, ne permettant pas la remontée au niveau d'action réelle de la substance.

Chez le Rat : 20 mg per os provoquent l'abaissement de choc (de 10 à 2σ) puis la remontée durable vers 5σ avec chute thermique 38°7, 37° à 2 h 45 mn.

Par voie intramusculaire, la chute de C. V. accompagnant le choc est plus profonde et plus durable, avec coma plus ou moins prolongé, puis la C. V. se relève à 5σ environ (forte chute thermique 38° 6 à 30° 4 après 1 h 40 mn).

Il existe donc chez le Pigeon et le Rat un parallélisme d'action sur la C. V. entre l'ester chlorhydrique de la fraction thiazolique de la molécule de thiamine et cette fraction thiazolique elle-même. Ce parallélisme C. V. entre substance « mère » et dérivé semble pouvoir être rapproché de faits précédemment notés, en ce qui concerne notamment la correspondance d'action C. V. entre acide nicotinique et isonicotinique (réaction neutre) d'une part, et amide nicotinique et hydrazide de l'acide isonicotinique de l'autre (réaction « abaissante ») ([5]).

En ce qui concerne le Cryprin (Carassius, variété rouge ou dorée) R. Charonnat, P. Lechat et J. Chareton ont observé que sa mise en contact avec une solution à 1 °/₀₀ de l'ester chlorhydrique en question, entraînait en

une minute un coma profond suivi d'un état de mort apparente, se prolongeant dix à quinze minutes ou beaucoup plus après remise dans l'eau ordinaire. La recherche de l'indice chronologique vestibulaire nous a, chez le Cyprin, montré une réaction C. V. de choc du même type que celle observée chez le Pigeon et le Rat : chute de 8σ, ou 7σ (normale) à 0σ dès l'installation du coma, puis remontée progressive annonçant, puis confirmant, le retour à l'activité normale.

En résumé, pour le méthyl-4 β chloréthyl-5 thiazole, comme pour nombre de substances médicamenteuses (G. Mouriquand, J. Coisnard et coll). [6] la recherche de l'indice chronologique vestibulaire (L. Lapicque) ou chronaxie vestibulaire (C. V.) de G. Bourguignon permet d'apprécier l'importance et l'évolution de leurs « choc » aussi bien physiques qu'inapparents (chocs chronaxiques purs) et leur action consécutive caractérisant leur *vraie figure C. V.* On voit en particulier que l'étude C. V. des deux fractions du chlorhydrate de thiamine, et spécialement de la fraction thiazolique, unie aux études préalables du choc physique a orienté vers la différenciation pharmacodynamique et application thérapeutique de la substance méthyl-4 β chloréthyl-5 thiazole ici envisagée.

(*) Séance du 18 novembre 1957.

(1) R. Charonnat, P. Lechat et J. Chareton, *Ann. Pharmac. Franc.*, II, 1953, p. 26.

(2) G. Mouriquand, R. Charonnat, P. Lechat, V. Edel, J. Chareton et R. Chighizola, *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 1396.

(3) R. Charonnat, P. Lechat et J. Chareton, *Thérapie*, 13, 1958 (sous presse).

(4) R. Charonnat, P. Lechat, J. Chareton, H. Laborit, R. Coirault, R. Damasio, R. Gaujard, G. Laborit et P. Fabrizy, *Presse Médicale*, 65, 1957, p. 1501.

(5) G. Mouriquand, V. Edel et R. Chighizola, *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 172.

(6) G. Mouriquand et J. Coisnard, *Presse Médicale*, 54, 1946, p. 173.

(*Pharmacie centrale des Hôpitaux*, 47, *quai de la Tournelle*, *Paris*, 5e, *et Hôpital Grange-Blanche*, *Lyon*.)

M. **Maurice Fréchet** remet à l'Académie pour son médaillier, au nom de l'Académie des sciences de l'U. R. S. S. un exemplaire de la médaille frappée à l'effigie de *Leonhard Euler*, à l'occasion du deux cent cinquantième anniversaire de la naissance de celui-ci.

M. **Jules Rouch** fait hommage à l'Académie de son Ouvrage intitulé : *Les Océans*.

Les Ouvrages suivants sont présentés :

par M. **Léon Binet** : *Les Précis pratiques*, par Roger Fabre et Gilberte Rougier ;

par M. **René Dujarric de la Rivière** : *Traité de microbiologie des sols. Applications agronomiques*, par Jacques Pochon et Mlle Huguette de Barjac. Préface de Pierre Chouard.

ÉLECTIONS.

L'Académie procède, par la voie du scrutin, à l'élection d'un Membre non résidant, en remplacement de M. *Luc Picart*, décédé.

Les trois premiers tours de scrutin donnent les résultats suivants :

	1er tour.	2e tour.	3e tour.
Nombre de votants	68	68	69
	Nombre de suffrages		
M. Jean-Lucien Andrieux	18	27	34
M. Henri Besairie	7	8	4
M. Pierre Dangeard	10	8	4
M. Gabriel Foëx	8	4	1
M. Henri Milloux	9	4	
M. Léon Moret	11	17	26
M. Raymond Cornubert	5		

Aucun candidat n'ayant obtenu la majorité absolue, il est procédé, conformément au règlement, au scrutin de ballotage, entre les deux candidats qui n'en ont point deux autres supérieurs en suffrages : MM. **Jean-Lucien Andrieux** et **Léon Moret**. Ce scrutin donne les résultats suivants, le nombre des votants étant de 68 :

	Nombre de suffrages
M. Léon Moret	36
M. Jean-Lucien Andrieux	32

M. **Léon Moret**, ayant obtenu la majorité des suffrages, est proclamé élu. Son élection sera soumise à l'approbation du Gouvernement de la République.

Par la majorité des suffrages, sont élus Correspondants pour la Section de Géométrie, M. **Salomon Lefschetz**, en remplacement de Sir *Edmund Whittaker*, décédé, et M. **John Edensor Littlewood**, en remplacement de M. *Maurice Fréchet*, élu Membre de la Section.

CORRESPONDANCE.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale, parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° *Cauchy a Torino*, par Alessandro Terracini ;

2° *L. B. Guyton de Morveau* (1737-1816). *A Bibliographical Study*, by W. A. Smeaton ;

3° *Lavoisier's membership of the Société royale de médecine*, by W. A. Smeaton ;

4° *Two Unrecorded publications of the Régie des poudres et salpêtres probably written by Lavoisier*, by W. A. Smeaton ;

5° Université de Paris. *Les Conférences du Palais de la Découverte*, Série D, nos 50, 51 et 52 ; Série A, n° 230 ;

6° *Memoriu de Titluri , activitate şi lucrări ştiintifice*, par Gheorghe Marinescu.

TOPOLOGIE CARTÉSIENNE. — *Classification des points d'un continu cartésien.* Note de M. **Isaac Kapuano**, présentée par M. Arnaud Denjoy.

Existence d'un continu K contenant un point qui n'est extrémité d'aucun continu $K' \subset K$. Existence et structure d'un continu héréditairement décomposable dépourvu d'arc simple. Tout continu cartésien contient un continu caténal. Points d'un continu plan dont les transformés sont inaccessibles dans toute homéomorphie plane.

Cette Note fait suite à cinq autres désignées par $\mathcal{N}_1$ à $\mathcal{N}_5$ dans l'ordre de leur publication ([1]).

Définition 1. — Soit K un continu et p un point de K. Supposons que $K_1, K_2 \subset K$ étant deux continus quelconques contenant p, ou bien $K_1 \subset K_2$ ou bien $K_2 \supset K_1$. On dit dans ce cas que p est *extrémité* ([2]) de K. Soit $q \in K$ un point qui n'est extrémité d'aucun sous-continu de K. On dira alors que q est un point *claustré* de K.

1. *Il existe un continu caténal* ($\mathcal{N}_1$ déf. 1) *plan* K *contenant un point claustré.*

Soit K_1 la fermeture de l'image de la courbe d'équation $y = 1/2 \sin(1/x)$ définie pour $-1 \leqq x \leqq +1$ et $\overline{A_1 B_1}$ le segment d'accumulation de K_1. Posons $K = K'_2 + K''_2$ où K'_2 est la fermeture de l'image de la courbe $x = 1/2^2 \sin(1/y)$ définie pour $-1/2 \leqq y \leqq +1/2$, le segment d'accumulation de K'_2 étant $\overline{A_2 B_2}$. Soit v_2 l'ensemble des points distants de $A_1 B_1$ de moins que $1/2^2 + 1/2^3$. Alors $K''_2 - K''_2 . v_2 = K_1 - K_1 . v_2$. De plus $K''_2 . v_2$ est réunion d'arcs simples s'accumulant sur K'_2 en sorte que K_2 soit un continu caténal. Plus généralement K_n et $\overline{A_n B_n}$ étant donnés, $K_{n+1} = K'_{n+1} + K''_{n+1}$ sera un continu caténal. K'_{n+1} sera fermeture de $y = 1/2^{n+1} \sin(1/x)$ ou de $x = 1/2^{n+1} \sin(1/y)$ sui-

vant que n est pair ou impair. Par ailleurs K_{n+1} est déduit de K_n comme K_2 de K_1 avec $\varphi_n = 1/2^n + 1/2^{n+1}$. Dès lors l'origine O du système de coordonnées est un point claustré de $K = \overline{\sum_n K''_n - K''_n \varphi_n}$.

2. *Il existe un continu caténal plan* K *dont tout sous-continu contient un point claustré.*

La proposition 2 est obtenue par un procédé aisé de condensation de points claustrés construits comme dans la proposition 1.

3. *Il existe un continu caténal plan* K *héréditairement décomposable et qui ne contient aucun ensemble homéomorphe à un segment de droite* (c'est-à-dire aucun arc simple).

Tel est en effet le cas du continu K de la proposition 2 du fait que la notion de point claustré est topologique.

Remarque. — Le continu K de la proposition 2 est celui-là même dont l'existence avait été envisagée par Janiszewski (3) qui a également énoncé la proposition 3 sans toutefois la démontrer (4).

4. *Tout continu cartésien* (c'est-à-dire situé dans un espace cartésien) *contient un continu caténal.*

La proposition a déjà été démontrée ($\mathcal{N}_5$, prop. VI) dans le cas d'un continu plan héréditairement indécomposable et se généralise à tous les continus cartésiens héréditairement indécomposables. Or s'il existait un continu K ne satisfaisant pas la proposition 4, on déduirait [par une modification de sa construction à l'aide d'une généralisation convenable du concept de chaîne zigzagante ($\mathcal{N}_1$, déf. 3)] un continu K' héréditairement indécomposable et dépourvu de continu caténal.

Définition 2. — Soit K un continu cartésien et p un point de K tel qu'il n'existe aucun continu caténal $K' \subset K$ avec $p \in K'$. On dira alors que le point p est *non caténal* dans K.

5. *Un point* p *non caténal d'un continu plan* K *est ou bien claustré ou bien élément d'un continu héréditairement indécomposable.*

6. *L'ensemble de tous les points non caténaux d'un continu plan* K *est un* F_σ *dépourvu d'arc simple.*

La proposition 6 toutefois ne se généralise pas aux continus non plans et l'on a :

7. *Tout continu cartésien héréditairement indécomposable de dimension supérieure à* 1 *en chacun de ses points contient un ensemble* $\mathcal{N}$ *de points non caténaux,* $\mathcal{N}$ *étant un* $F_{\sigma\delta}$ *canonique gerbé sur tout continu, non de Denjoy et dense sur tout continu* $K' \subset K$.

Définition 3. — Soit K un continu plan et p un point de K. Supposons que $\mathcal{H}$ désignant une transformation homéomorphe plane quelconque $\mathcal{H}(p)$ soit inaccessible dans $\mathcal{H}(K)$. On dira alors que p est *fortement inaccessible dans* K.

Supposons que p soit fortement inaccessible dans tout continu K' tel que $p \in K' \subset K$. On dira alors que p est *absolument inaccessible dans* K.

8. *Il existe un continu plan* K *et un point* $p \in K$ *fortement mais non absolument inaccessible dans* K.

Désignons en effet par K_0 le continu constituant l'exemple 3 (Kuratowski, *Topologie*, II, p. 143). Soient s_1 et s_2 deux segments de droite ayant chacun une extrémité en commun avec K_0 en sorte que $K = K_0 + s_1 + s_2$ soit caténal. Dans ces conditions le centre de symétrie p de K_0 obéit à la proposition 8.

9. *Soit* K *un continu plan irréductible entre deux de ses points. La condition nécessaire et suffisante pour que le point* $p \in K$ *soit absolument inaccessible dans* K, *est que p soit claustré ou non caténal.*

Définition 4. — Soit K un continu cartésien et p un point de K. Supposons qu'il existe un voisinage v contenant p et tel que, $\mathcal{C}_p$ étant la composante connexe de p dans Kv, le point p soit extrémité de $\mathcal{C}_p$. On dira alors que p est un *rebroussement* de K. Soit $K' \subset K$ un continu irréductible entre deux de ses extrémités coïncidant avec des points de rebroussement de K. On dira alors que K' est un *continu distingué* de K.

10. *Soit* K *un continu caténal et p un point claustré de* K. *Alors p est limite de continus décroissants* $K_n \subset K$ *distingués ou indécomposables.*

Remarque. — La réciproque de la proposition 8 n'est pas vraie. M. Bing a en effet montré (5) qu'un continu caténal héréditairement indécomposable K est homogène en sorte que chacun de ses points soit extrémité de K.

11. *Tout continu* K *dépourvu d'arc simple ou bien contient un continu* K' *héréditairement indécomposable ou bien contient un point claustré.*

12. *Soit* $\mathcal{C}$ *l'ensemble de tous les points claustrés d'un continu* K *dépourvu à la fois d'arc simple et de continu héréditairement indécomposable.* $\mathcal{C}$ *est un ensemble-*$F_{\sigma\delta}$ *canonique gerbé sur tout continu et non de Denjoy.*

13. *Soit* K *un continu homogène situé dans un plan et ne le séparant pas. Alors* K *est un continu caténal héréditairement indécomposable.*

La démonstration de la proposition 13 s'appuie sur une démonstration de Bing (6) et sur le fait que, en vertu des propositions 4 et 6 les points non caténaux ne peuvent constituer un continu (la notion de point non caténal étant pourtant d'ordre topologique).

(1) *Comptes rendus*, **240**, 1955, p. 2193; **242**, 1956, p. 978, 1833 et 2614; **243**, 1956, p. 546.

(2) *Cf.* Harlan C. Miller, *Trans. Amer. Math. Soc.*, **69**, 1950, p. 190.

(3) *Ueber die Begriffe « Linie » und « Fläche »*, 1912, p. 3.

(4) *Cf.* B. Knaster, *Fund. Math.*, **3**, 1922, p. 659.

(5) *Duke Math. J.*, **18**, 1951, p. 659.

(6) *Pac. Coat J. Math.*, **1**, 1951, p. 43-51.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Quelques relations équivalentes dans la théorie constructive des fonctions.* Note de M. **Szolem Mandelbrojt**, présentée par M. Paul Montel.

Les relations dont il va être question sont liées à la théorie d'approximation polynomiale pondérée sur la droite réelle : R. Mais c'est une approximation d'une structure plus fine, à savoir, celle, dans la topologie de L, par des combinaisons linéaires des dérivées d'une fonction et des translatées d'une autre, qui semble, à un certain point de vue plus naturelle, étant donnée l'équivalence du problème correspondant avec un problème profondément généralisé de Watson. A la fin de la Note nous montrerons la relation qui existe entre ce problème et le problème d'approximation polynomiale.

Si f est une fonction indéfiniment dérivable, avec $f^{(n)} \in L (n \geqq 0)$, sur R, nous désignons par $\delta(f)$ la fermeture, dans la topologie de L, de l'ensemble des combinaisons $a_0 f + a_1 f' + \ldots + a_N f^{(N)}$. Si $\varphi \in L$, nous désignerons par $\tau(\varphi)$ la fermeture, dans L, des combinaisons $b_1 \varphi(x+\xi_1) + \ldots + b_N \varphi(x+\xi_N)$. Nous désignerons par $\delta\tau(f, \varphi)$ la fermeture, dans L, des combinaisons

$$a_0 f(x) + a_1 f'(x) + \ldots + a_n f^{(n)}(x) + b_1 \varphi(x+\xi_1) + b_2 \varphi(x+\xi_2) + \ldots + b_m \varphi(x+\xi_m).$$

Désignons par $\mathcal{M}$ une suite de nombres positifs $\{M_n\}$. $L(\mathcal{M})$ désignera la classe de toutes les fonctions f telles que $\|f^{(n)}\| \leqq M_n$ (la norme étant prise dans L). E étant un ensemble fermé, situé sur R, on écrira

$$E_a = \bigcup_{x \in E} [x-a, x+a] \qquad (a > 0).$$

Si, pour tout $\varepsilon > 0$, $\varphi(x) e^{-\varepsilon|x|} \in L$, φ possède un spectre qu'on désignera par $\sigma(\varphi)$ (¹). Si $\varphi \in L$, on désignera par $s(\varphi)$ l'ensemble où la transformée de Fourier de φ est non nulle.

Les relations entre $\mathcal{M}$, E et la constante positive a — $\mathcal{R}_\delta\{\mathcal{M}; E; a\}$, $\mathcal{R}_{\delta\tau}\{\mathcal{M}; E; a\}$, $\mathcal{R}_H\{\mathcal{M}; E; a\}$ — sont définies par les implications suivantes : de $\mathcal{R}_\delta\{\mathcal{M}; E; a\}$, $f \in L(\mathcal{M})$, $\sigma(f) \subset E_a$ résulte que $\tau(f) \subset \delta(f)$; de $\mathcal{R}_{\delta\tau}\{\mathcal{M}; E; a\}$, $f \in L(\mathcal{M}) g \in L$, $\sigma(f) \cap \mathcal{C}_1 s(g) \subset E_a$ résulte que $\tau(f) \subset \delta\tau(f, g)$ (si $A \subset R$, $\mathcal{C}_1 A$ est le complémentaire de A par rapport à R); de $\mathcal{R}_H\{\mathcal{M}; E; a\}$ et du fait que $\Phi(z)$ est holomorphe et uniforme dans $\mathcal{C}_2 E_a$, avec $|\Phi(z) z^n y| \leqq M_n (n \geqq 0,\ z = x + iy)$, résulte que $\Phi \equiv 0$ ($\mathcal{C}_2 A$ est le complémentaire de A par rapport au plan; si $A = R$, $\mathcal{C}_2 A$ désignera, par exemple, le demi-plan $y > 0$). Il est clair qu'une relation $\mathcal{R}_{\delta\tau}$ est une relation $\mathcal{R}_\delta$. D'après un résultat antérieur (²) on voit aussi que toute relation $\mathcal{R}_H$ est une relation $\mathcal{R}_{\delta\tau}$, donc aussi une relation $\mathcal{R}_\delta$. Mais, on peut aussi démontrer les théorèmes suivants :

THÉORÈME I. — *Si* E *contient l'origine* ($O \in E$), *toute relation* $\mathcal{R}_\delta\{\mathfrak{M}; E; a\}$ *est une relation* $\mathcal{R}_{\delta\tau}\{\mathfrak{M}; E; a'\}$ *pour tout* a' *avec* $0 < a' < a$.

THÉORÈME II. — *Si* E *contient l'origine, toute relation* $\mathcal{R}_\delta\{\mathfrak{M}; E; a\}$ *est une relation* $\mathcal{R}_{II}\{\mathfrak{M}; E; a'\}$ *pour tout* a' *avec* $0 < a' < a$.

Le théorème I est équivalent au théorème suivant : *De* $0 \in E$, $f \in L(M)$, $h \in L^\infty$ (*fonction essentiellement bornée*), $g \in L$, *les fonctions* $f^{(n)}(-x)$ *étant orthogonales à* $h(x)$, $g \star h = 0$, $\sigma(f) \cap \mathcal{C}$, $s(g) \subset E_{a'}$ *et de* $\mathcal{R}_\delta\{\mathfrak{M}; E; a\}$ *résulte que* $f \star h = 0$. *Sans restreindre la généralité on peut supposer que les* M_n *sont croissants.*

Définissons alors p par $p''(x) = f \star h$, $p(0) = p'(0) = 0$. On voit assez facilement (³) que $\sigma(p) \subset \sigma(f) \cap \mathcal{C}_1\, s(g)$, $p^{(n)}(0) = 0$, $|p^{(n)}(x)| \leqq M_{n-2}\,(n \geqq 2)$. Posons $\alpha(x) = \sin^6 x/x^6$, $\varphi_c(x) = cp(x)\alpha(cx)$, $\psi_c(x) = \varphi_c(x) - \varphi''_c(x)$. Pour $c > 0$, assez petit, on a $\psi_c \in L(\mathfrak{M})$; et, comme $\varphi_c^{(n)} = \psi_c^{(n)} \star e^{-|x|}$, on voit en partant du fait que $\varphi_c^{(n)}(0) = 0\,(x \geqq 0)$, que les fonctions $\psi_c^{(n)}(-x)$ sont orthogonales à $e^{-|x|}$. Comme, toujours pour c assez petit, $\sigma(\psi_c) \subset E_a$, la relation $\mathcal{R}_\delta\{\mathfrak{M}; E; a\}$ fournit $\psi_c \star e^{-|x|} = \varphi_c \equiv 0$, c'est-à-dire $p \equiv 0$. Ce qui prouve que $f \star h = 0$.

Pour démontrer le théorème II on partira d'une fonction $\Phi(z)$ holomorphe et uniforme dans $C_2 E_{a'}$ et y satisfaisant les inégalités $|\Phi(z) z^n y| \leqq M_n\,(n \geqq 1)$. On formera alors la fonction $\varphi(u)$

$$\varphi(u) = \int_{iy-\infty}^{iy+\infty} \Phi(z) e^{iuz}\, dz,$$

avec $y > 0$, pour $u < 0$, et avec $y < 0$, pour $u > 0$. On voit facilement que $\varphi^{(n)}(0) = 0\,(n \geqq 0)$, $\sigma(\varphi) \subset E_{a'}$. On opérera sur la double primitive de φ comme on a opéré sur p dans la démonstration du théorème I.

Si $f \in L$, $\varphi \in L$, $f \star \varphi \in \tau(f)$; comme, d'autre part, toute fonction A continue sur R avec $\lim A(u) = 0\,(|u| \to \infty)$ est une limite uniforme des transformées de Fourier des fonctions de L, on voit que, si F est la transformée de Fourier de f, avec $f \in L(\mathfrak{M})$, $F(u) = 0$ pour $u \in \mathcal{C}_1 E_a$, une relation $\mathcal{R}_\delta\{\mathfrak{M}; E; a\}$ permet de conclure qu'à tout $\varepsilon > 0$ correspond un polynome P tel que $(\alpha)\; |A(u) - P(u)|\,|F(u)| < \varepsilon$. Mais le théorème I indique que la relation $\mathcal{R}_\delta\{\mathfrak{M}; E; a'\}$ avec $a' > a$ suffit pour que cette approximation polynomiale pondérée soit possible, sans qu'on soit obligé de supposer $F(u) = 0$ sur E_a.

Mais il est peu probable que seule la possibilité d'approximation polynomiale pondérée sur E_a entraîne une relation $\mathcal{R}_{II}$. Autrement dit, il est peu probable que la possibilité de réaliser (α) pour tout $\varepsilon > 0$, toute fonction $A(u)$ avec les propriétés précitées, F étant la transformée de Fourier de f avec $f \in L(\mathfrak{M})$, $F(u) = 0\,(u \in E_a)$, suffise pour que toute fonction $\Phi(z)$ holomorphe sur $\mathcal{C}_2 E_b\,(0 < b < a)$, avec $|\Phi(z) z^n y| \leqq M_n\,(n \geqq 1)$ soit identiquement nulle. Une relation $\mathcal{R}_\delta$ semble être bien plus forte que cette possibilité d'approximation polynomiale pondérée.

(1) Pour la définition du spectre voir, S. MANDELBROJT, *General theorems of closure*, The Rice Institute Pamphlet Monograph in Mathematics, Houston, 1951.

(2) *Voir* par exemple, le Mémoire cité dans le renvoi (3).

(3) *Voir* S. MANDELBROJT, *Ann. Éc. Norm. Sup.*, 74, 1957, p. 1. Je désire signaler qu'à la page 4 de ce Mémoire j'ai écrit $\overline{c(f)}$ au lieu de $\mathcal{C}s(f)$; de même, à la page 13, j'ai écrit $\overline{c(g)}$ au lieu de $\mathcal{C}s(g)$ ($\mathcal{C}$ ayant le même sens que $\mathcal{C}_1$ a dans la présente Note).

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Détermination de courbes planes définies par une inégalité entre les valeurs absolues de fonctions des éléments de contact en un point courant.* Note (*) de M. **MAURICE PARODI**, présentée par M. Henri Villat.

Supposons que l'on veuille déterminer des courbes planes telles qu'étant données, par exemple, trois fonctions $\varphi_1(x, y, y')$, $\varphi_2(x, y, y')$, $\varphi_3(x, y, y')$ de ses éléments de contact en un point courant, on ait

$$|\varphi_1(x, y, y')| \leq |\varphi_2(x, y, y')| + |\varphi_3(x, y, y')|.$$

Considérons le déterminant du troisième degré

$$\Delta(x, y, y') = \begin{vmatrix} \varphi_1 & \varphi_2 & \varphi_3 \\ \varphi_2 & \varphi_1 & \varphi_3 \\ \varphi_2 & \varphi_3 & \varphi_1 \end{vmatrix}.$$

L'équation différentielle d'une famille de courbes jouissant de la propriété envisagée est manifestement

$$\Delta(x, y, y') = 0,$$

puisque si l'on avait

$$|\varphi_1| > |\varphi_2| + |\varphi_3|,$$

le déterminant $\Delta(x, y, y')$ ne pourrait être nul, d'après un théorème classique de M. Hadamard (1).

Notons que l'on pourrait obtenir d'autres solutions du problème en formant des déterminants du troisième degré différents du précédent, dont les diverses lignes ont encore pour éléments φ_1, φ_2 et φ_3, les éléments diagonaux étant pris égaux à φ_1, et aussi en envisageant des déterminants de degrés plus élevés, dont les lignes ont pour éléments φ_1, φ_2, φ_3 et zéro, les éléments diagonaux étant encore pris égaux à φ_1.

Signalons enfin que l'on pourrait supposer que les fonctions φ_i dépendent aussi de la dérivée y''.

(*) Séance du 18 novembre 1957.

(1) *Voir*, par exemple, M. PARODI, *Mém. Sc. Math.*, fasc. 118, p. 1, Gauthier-Villars, Paris, 1952.

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Itération de certaines matrices et processus de Markoff.* Note (*) de M. **Albert Tortrat**, présentée par M. Georges Darmois.

Une méthode d'itération propre à certaines matrices exploite l'idée d'images par rapport aux « barrières » et réunit sous une seule forme les résultats relatifs aux cas où une ou deux barrières sont indépendamment, absorbantes, réfléchissantes ou partiellement réfléchissantes. La méthode s'étend au processus continu de diffusion avec dérive.

1. Soit $A = \|p_{jk}\|$ la matrice à itérer, à $a' = a - 1$ lignes et colonnes. Soit $g^0(u) = c_1 u + \ldots + c_{a'} u^{a'}$ la fonction génératrice attachée à une répartition initiale de la masse unité entre les états 1, 2, ..., a'; $g^{(n)}(u) = g^0(u) A^n$ est la répartition obtenue sous l'action n fois répétée de l'opérateur A correspondant. Dans le cas d'un processus cyclique où p_{jk} ne dépend que du reste modulo a' de $k-j$, l'effet de A revient à multiplier $g^0(u)$ par $Y(u) = q_0 + q_1 u + \ldots + q_{a'-1} u^{a'-1}$, les exposants étant ensuite ramenés (modulo a') à l'intervalle $(1, a')$. On en déduit $p_{jk}^{(n)}$ en prenant la moyenne arithmétique des valeurs de $u^{j-k} Y^n(u)$ pour les a' racines u_r de l'équation $u^{a'} = 1$. On remarque que les $y(u_r)$ sont nécessairement les valeurs propres de A.

Attachons-nous dans ce qui suit au cas où $Y = pu + (q/u)(p+q=1,\ q/p = \alpha^2)$, c'est-à-dire au cas où $p_{jk} = p$ si $k - j = 1$, $p_{jk} = q$ si $k - j = -1$, sauf peut-être pour $j = 1$ ou a'. Pour ces valeurs de j on peut envisager les cas suivants :

barrière absorbante : $p_{11} = 0$ (ou $p_{a'a'} = 0$), il n'y a pas de restriction à la définition ci-dessus de p_{jk};

barrière réfléchissante : $p_{11} = q$ (ou $p_{a'a'} = p$);

barrière partiellement réfléchissante : $p_{11} = \gamma q$, $0 < \gamma < 1$ (ou $p_{a'a'} = \gamma' p$); ce cas inclut les précédents pour $\gamma = 0$ ou 1.

Notre problème consiste à extraire $g^{(n)}(u)$ de $Y^n g^0(u)$ après avoir introduit des termes correctifs tenant compte des conditions aux limites. Le cas où il n'y a qu'une barrière (matrice simplement infinie) se présente d'abord et est le plus simple.

Théorème 1. — *Cas d'une matrice infinie ou d'une seule barrière.* $g^{(n)}(u)$ *s'extrait, en prenant les termes d'exposant* > 0 *de*

$$G^{(n)} = Y^n(g^0 - \beta g'^0), \qquad \text{avec} \quad \beta = \frac{1 - \gamma u}{1 - \dfrac{\gamma \alpha^2}{u}}, \tag{1}$$

g'^0 *étant l'image* $g^0(\alpha^2/u)$ *de* g^0 *sur la barrière* $j = 0$, *c'est-à-dire le polynome obtenu à partir de* g^0 *par la transformation* $u \to \alpha^2/u$ *(ou* $v \to 1/v$*, en posant* $u = \alpha v$*).*

Le facteur $[1/(1 - \alpha'/v)]$ (avec $\alpha' = \alpha\gamma$) doit être développé en série de α'/v et le coefficient du terme en u^k de $G^{(n)}$ considéré comme le résidu à l'infini de $-G^{(n)}/u^{k+1}$; ce résidu peut être calculé par une intégrale sur le cercle $v = e^{i\theta}$

(sur lequel Y est réel), si $\alpha' = \gamma\alpha$ est inférieur à 1. Sinon (cas où $\alpha' > 1$) c'est le résidu à l'origine de $G^{(n)}/u^{k+1}$ qui se calcule ainsi, mais il faut lui ajouter le résidu en $v = \alpha'$ qui correspond à la valeur propre $\gamma q + p/\gamma$, inférieure, ou égale à 1, en même temps que γ.

Lorsque $\gamma = 1$ et $\alpha > 1$, ce résidu (en $v = \alpha$) donne, lorsque k varie, la fonction génératrice $Q^0(u)$ du vecteur propre normé correspondant à la valeur propre 1; Q^0, limite de $g^{(n)}$ pour $n \to \infty$, ne dépend pas de g^0. La relation (1) s'écrit aussi, dans ce cas

$$G^{(n)} = Q^0 + Y^n(g^0 - \beta g'^0) \tag{1'}$$

β devant alors être développé en v/α ($|v| < \alpha$). Il est intuitif que lorsque $\gamma < 1$, ou $\gamma = 1$ mais $q < p$, la masse initiale disparaît pour $n \to \infty$ (absorbée ou étalée à l'infini). Pour $\alpha' = 1$, les intégrales en question s'obtiennent par continuité à partir des cas $\alpha' \neq 1$.

THÉORÈME II : *Cas de deux barrières. — Posons*

$$\beta = \frac{1 - \alpha'' v}{1 - \dfrac{\alpha''}{v}} \quad \left(\text{avec } \alpha'' = \frac{\alpha}{\gamma'}\right) \quad \text{et} \quad Z = \frac{1}{1 - \dfrac{\beta}{\beta' v^{2a'}}}; \tag{2}$$

$g^{(n)}$ s'extrait de

$$G^{(n)} = Y^n(g^0 - \beta g'^0)\, Z, \tag{3}$$

en retranchant le développement de $G^{(n)}$ au voisinage de l'origine de celui au voisinage de l'infini (et en ne gardant que les termes de degré 1 à a').

On obtient donc $p_{jk}^{(n)}$ en ajoutant tous les résidus non nuls de $G^{(n)}/u^{k+1}$, résidus pris pour les pôles de $G^{(n)}$ autres que 0 et ∞; ces pôles (autres que ± 1) sont les $v = e^{\pm i\theta_r}$ ($r = 1, \ldots, a'$) définis par

$$\alpha'' \sin(a'+1)\theta + \alpha' \sin(a'-1)\theta - (1 + \alpha'\alpha'') \sin a'\theta = 0. \tag{4}$$

Les valeurs propres sont les $\sqrt{pq}\cos\theta_r = Y(\alpha e^{i\theta_r})$. Il faut ajouter, pour le seul cas (où $\gamma = \gamma' = 1$) de deux barrières réfléchissantes, le pôle $v = \alpha$ correspondant à la valeur propre 1 et au vecteur propre de fonction génératrice $Q_{a'}^0(u) = \lim_{n \to \infty} g^{(n)}(u)$ (alors $r = 1, 2, \ldots, a' - 1$).

On explicite facilement $p_{jk}^{(n)}$ pour retrouver les formules connues; en particulier, si $\gamma = \gamma' = 1$, $g^{(n)}$ s'obtient en prenant les termes de degrés congrus modulo $2a'$ de (1'); Q^0 figure alors, avec la même expression, même pour $\alpha < 1$ et donne lieu à $Q_{a'}^0$. Tandis que si $\gamma = \gamma' = 0$ on obtient pour $g^{(n)}$ les termes de degrés congrus modulo $2a$ de $Y^n(g^0 - g'^0)$. Dans les deux cas le résultat s'exprime très simplement à l'aide des images successives de g^0 sur les barrières 1/2 et $a - (1/2)$ (1[er] cas) ou 0 et a (2[e] cas) (ces images interviennent dans la démonstration générale).

La méthode s'applique sans grandes modifications à un processus à plus de une dimension, avec les barrières correspondantes et peut y être utile.

2. On peut passer au cas limite d'un processus continu, alors Gaussien, et, avec les notations de M. Feller (cf. *An introduction to Probability theory and its applications*), Y^n devient $Y^t = e^{i\theta 2ct - Dt\theta^2}$. Nous avons fait $u = e^{i\theta}$, α^2 est devenu e^{-d} avec $d = 2c/D$; $g^0(u)$ devient la fonction caractéristique $g^0(e^{i\theta}) = \gamma^0(\theta)$ de la répartition initiale et g'^0 devient γ'^0 qui s'obtient par le changement de $i\theta$ en $-i\theta - d$ dans γ^0. Au temps t nous aurons une densité de répartition que nous extrairons (pour $x > 0$, ou $0 \leq x \leq a$) de la densité $\varphi(x, t) = \varphi_t(x)$, ou de sa fonction caractéristique $\Gamma(\theta, t)$.

Cas d'une barrière ($x = 0$). — La densité (dans le temps) d'absorption par la barrière (des $x > 0$ vers les $x < 0$) étant $D(\varphi'_x(0, t) - d\varphi(0, t))$, on est conduit à chercher la solution satisfaisant à la condition $d\varphi(0, t) = \eta\varphi'_x(0, t)$; $\eta = 0$ si la barrière est absorbante, $\eta = 1$ si elle est réfléchissante, sinon Log η a le signe de $-d$. On démontre que cette solution est :

$$(6) \quad \Gamma(\theta, t) = Y^t(\theta)\left[\gamma^0(\theta) + \frac{i\theta - (1-\eta)\,d'}{i\theta + d'}\gamma'^0(\theta)\right] + \lambda^t Q^0(\theta) \qquad \text{avec} \quad d' = \frac{d}{\eta}.$$

Q_0 n'est $\neq 0$ que si $d < 0$ et $\eta \neq 0$, et vaut à un coefficient près $d'/(i\theta + d')$; c'est la fonction caractéristique d'un « vecteur propre » du processus (valeur propre $\lambda = e^{-Dd'^2(\eta-1)}$) et pour $\eta = 1$, $\lambda = 1$, $Q^0 = d/(i\theta + d) = \lim_{t\to\infty}\Gamma(\theta, t)$.

Cas de deux barrières. — Limitons-nous aux cas où les deux barrières (0 et a) sont toutes deux absorbantes ou toutes deux réfléchissantes. Il suffit de multiplier, formellement, le deuxième membre de (6) par $1 + v^{2a} + v^{-2a} + v^{4a} + v^{-4a} + \ldots$, avec $v = e^{i\theta - d/2}$ (et $\eta = 0$, ou 1). Cela signifie que la densité cherchée, $\psi_t(x)$, sur $(0, a)$, s'obtient en sommant (l variant de $-\infty$ à $+\infty$) les densités $\varphi_t(x + 2al)$ issues de (6) sur les intervalles $(2al, 2al + a)$, avec pondération par e^{-dl} :

$$(7) \qquad \psi_t(x) = \sum_{-\infty}^{+\infty} e^{-dal}\varphi_t(x + 2al).$$

Ces sommes sont convergentes. Pour $\eta = 0$ et $\gamma^0 = e^{iz\theta}$, le développement en série de sinus de la fonction de z, impaire et périodique, $\psi'_x(0, t)$ donne la formule de Fürth (densité d'absorption) sous sa forme connue.

Pour $\eta = 1$, il faut garder dans les deux cas ($d > 0$ ou $d < 0$), dans (6), l'expression $Q^0(\theta) = d/(i\theta + d)$ dont on extrait comme il vient d'être dit le « vecteur propre » invariant dont la densité $de^{dx}/(e^{ad} - 1)$, sur $(0, a)$ est la répartition limite indépendante de γ^0, de notre processus, lorsque $t \to \infty$.

(*) Séance du 13 novembre 1957.

MÉCANIQUE. — *Analyse harmonique des mouvements du pendule paraconique.* Note (*) de M. **Maurice Allais**, présentée par M. Albert Caquot.

L'analyse harmonique des mouvements du pendule paraconique montre l'existence de composantes périodiques très significatives de l'ordre de 24 h et 24 h 50 mn. Cette structure périodique ne peut être considérée comme due à des perturbations d'ordre aléatoire. Elle ne peut non plus être considérée comme résultant d'une influence indirecte de la température, de la pression ou du magnétisme.

1. Pendant les années 1954-1955, sept séries continues d'observations enchaînées des mouvements du pendule paraconique ont été effectuées, trois de un mois, deux de quinze jours et deux d'une semaine [1]. A titre d'illustration, je joins en annexe I le graphique des azimuts observés du 7 juin 6 h T. U. au 12 juin 14 h T. U.

2. La suite des azimuts du plan d'oscillation du pendule paraconique observés au cours d'une période, forme une série temporelle qu'on peut analyser par différents moyens : représentation graphique, analyse harmonique (filtre de Buys-Ballot, ajustement à un groupe donné d'ondes par la méthode de Darwin ou la méthode des moindres carrés, périodogramme et corrélogramme), représentation par des schémas autorégressifs. Les résultats obtenus peuvent être appréciés en fonction de trois critères : 1° la probabilité d'obtention par hasard d'une amplitude supérieure à une valeur donnée pour une composante harmonique [2]; 2° la concordance des phases pour les deux séries de 15 jours en lesquelles on peut décomposer une série de 30 jours; 3° la beauté des ajustements se caractérisant par une faible dispersion des points autour de la sinusoïde d'ajustement. De l'ensemble de ces analyses appliquées à nos diverses séries d'observations est résultée pour moi la conviction absolue que les séries d'observations que j'ai obtenues présentent une structure périodique remarquable. Les procédés d'analyse par périodogramme et corrélogramme mettent notamment en évidence l'existence de composantes périodiques de l'ordre de 12, 24 et 25 h.

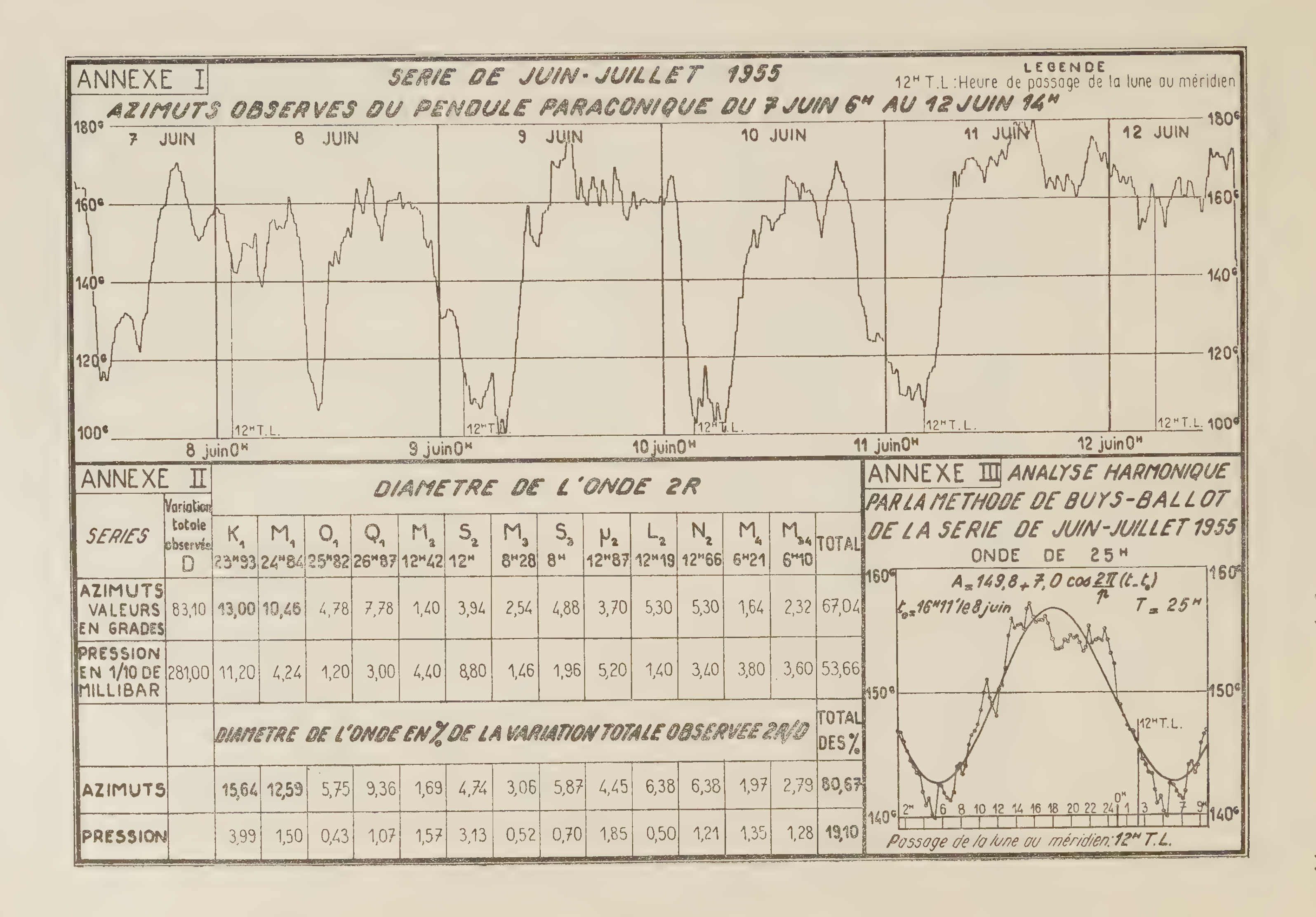
3. Pour simplifier, je me bornerai à indiquer ici les résultats obtenus à partir d'une analyse harmonique d'ensemble portant sur 13 ondes de la théorie des marées appliquée à la série d'observations de 30 jours de juin-juillet 1955 et à titre comparatif à la série des pressions atmosphériques observées au Bourget pendant la même période. Les résultats obtenus par le Service Hydrographique National et par l'Institut Hydrographique de Hambourg sont donnés en annexe II. Les composantes K_1 et M_1 de la série des azimuts sont *très significatives*. Il est à remarquer que le total des pour-cents relatifs à la pression atmosphérique est environ quatre fois plus faible que pour les azimuts, bien que cependant la pression

atmosphérique ne soit pas un paramètre purement aléatoire et qu'elle comporte des composantes périodiques lunisolaires bien connues. A titre indicatif, je joins en annexe III le graphique d'ajustement obtenu directement par l'application de la méthode de Buys-Ballot à la série de juin-juillet 1955 pour l'onde de 25 h.

4. L'onde elliptique mineure M_1 de juin-juillet 1955 de diamètre égal à 10,46 g peut se représenter par la relation $A = 0{,}082 \sin qt$ rad, avec $q \# 0{,}16 . 10^{-4}$, t étant compté en secondes. La vitesse de déplacement angulaire maximum du plan d'oscillation du pendule correspondant *à cette seule onde* est donc de $0{,}57 . 10^{-5}$ rad, soit environ le 1/10ᵉ de l'effet de Foucault égal à $0{,}55 . 10^{-4}$ rad. On voit donc que *la totalité* des composantes ci-dessus pour la série des azimuts de juin-juillet 1955 est de l'ordre de la moitié de l'effet de Foucault. *Les forces en jeu sont donc de l'ordre de grandeur de la force de Foucault due à l'accélération de Coriolis.*

5. Si les variations observées étaient purement fortuites, il faudrait admettre qu'elles seraient dues pour l'essentiel à l'influence aléatoire des billes. S'il en était ainsi deux séries doublement enchaînées, les observations paires avec les observations paires, les observations impaires avec les observations impaires, devraient se comporter indépendamment l'une de l'autre, puisqu'on change de bille à chaque expérience. Or, cinq séries d'observations continues, quatre de 14 h et une série de 90 h ont montré que les mouvements de plan d'oscillation dans les deux séries étaient semblables. Ces expériences ont permis d'évaluer l'écart-type de l'influence aléatoire des billes pour chaque expérience élémentaire de 14′ à $\varepsilon = 2{,}5$ g. Compte tenu de l'influence de rappel du support S″ [4], il en résulte que l'intervalle de confiance de l'écart pouvant exister entre deux séries d'observations indépendantes est de ± 12,5 grades. L'influence des billes est donc notable, mais ne saurait expliquer les variations d'azimut constatées d'une centaine de grades.

6. Pour examiner si les variations constatées d'azimut peuvent être considérées comme dues à l'amplification d'un phénomène connu, j'ai procédé à l'analyse harmonique pour les mêmes périodes des variables suivantes : Température au laboratoire et au Bourget, Pression atmosphérique au Laboratoire et au Bourget, Déclinaison magnétique, Nombres K de Bartels et Nombres de Wolf (activité solaire) et j'ai comparé les résultats de cette analyse avec ceux correspondant à l'azimut, tant au point de vue de l'amplitude que des phases. Si l'un des phénomènes correspondant aux paramètres ci-dessus pouvait être considéré comme la cause des mouvements, on observerait : 1° une concordance des phases entre la cause et l'effet; 2° un même rapport des amplitudes pour les deux périodes de 24 et 25 h. Or, cette double circonstance n'est réalisée pour aucune des sept variables ci-dessus. Il faut d'ailleurs souligner que



ANNEXE II

DIAMETRE DE L'ONDE 2R

SERIES	Variation totale observée D	K_1 23H93	M_1 24H84	O_1 25H82	Q_1 26H87	M_2 12H42	S_2 12H	M_3 8H28	S_3 8H	μ_2 12H87	L_2 12H19	N_2 12H66	M_4 6H21	M_{34} 6H10	TOTAL
AZIMUTS VALEURS EN GRADES	83,10	13,00	10,46	4,78	7,78	1,40	3,94	2,54	4,88	3,70	5,30	5,30	1,64	2,32	67,04
PRESSION EN 1/10 DE MILLIBAR	281,00	11,20	4,24	1,20	3,00	4,40	8,80	1,46	1,96	5,20	1,40	3,40	3,80	3,60	53,66
		DIAMETRE DE L'ONDE EN % DE LA VARIATION TOTALE OBSERVEE 2R/D													TOTAL DES %
AZIMUTS		15,64	12,59	5,75	9,36	1,69	4,74	3,06	5,87	4,45	6,38	6,38	1,97	2,79	80,67
PRESSION		3,99	1,50	0,43	1,07	1,57	3,13	0,52	0,70	1,85	0,50	1,21	1,35	1,28	19,10

les graphiques représentatifs de ces sept paramètres ne présentent aucune connexion visible avec les graphiques représentatifs de la variation des azimuts du plan d'oscillation du pendule paraconique.

(*) Séance du 18 novembre 1957.
(1) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1697.
(2) *Comptes rendus* (sous-presse).

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Sur une méthode de calcul approché au troisième ordre d'une houle complexe.* Note de M. **André Daubert**, présentée par M. Henri Villat.

La houle plane réelle de laboratoire en profondeur constante a une structure complexe (1), (2), (3). Elle se compose toujours de plusieurs ondes élémentaires (c'est-à-dire se propageant avec la célérité d'Airy, en première approximation) tant incidentes que réfléchies, et des ondes engendrées par les interactions non linéaires entre ces composantes. Comme cas limite, on trouve la houle pure (4) et le clapotis parfait (7). A notre connaissance, il n'existe pas de théorie rigoureuse de la houle réelle complexe. On trouvera dans (1) et (5) la théorie approchée du phénomène, supposé irrotationnel, valable jusqu'au second ordre par rapport à la cambrure. On se propose ici de généraliser ces résultats dans deux directions : 1° les houles élémentaires sont supposées rotationnelles au premier ordre (le rotationnel ayant une forme particulière); 2° les approximations sont poussées jusqu'au troisième ordre inclusivement. Nous avons recours à la méthode, généralisée, des petits paramètres de Poincaré; mais nous n'avons pas démontré la convergence du processus d'approximations successives que l'on va décrire.

Soient : Oxy le plan vertical du mouvement, Oy étant orienté suivant la verticale ascendante, Ox étant l'horizontale du plan d'eau au repos dans la direction de propagation des ondes; g l'accélération de la pesanteur; H la profondeur constante du liquide au repos; x_0, y_0 les coordonnées moyennes — au sens de M. Miche (6) — d'une particule liquide dont la position à l'époque t a pour coordonnées x, y; x_0, y_0 décrit la bande horizontale : $-\infty \leq x_0 \leq +\infty$, $-H \leq y_0 \leq 0$. On sait que x_0, y_0 ne sont définis qu'aux transformations du groupe G, introduit dans (7). On exploitera cette circonstance pour simplifier les équations. Le tourbillon $\zeta = \zeta(x_0, y_0)$ est, en principe, fonction de x_0 et y_0; en supposant que le rotationnel soit le même pour toutes les particules de la surface libre ainsi que pour toutes celles du fond, par une transformation G, on peut se ramener au cas où $\zeta = \zeta(y_0)$.

On pose $x = x_0 + X(x_0, y_0, t)$; $y = y_0 + Y(x_0\, y_0, t)$, X et Y étant solution

du système classique :

$$(1)\quad \begin{cases} \dfrac{\partial X}{\partial x_0}+\dfrac{\partial Y}{\partial y_0}=-\dfrac{D(X, Y)}{D(x_0, y_0)}, \\ -\dfrac{\partial^2 X}{\partial t\,\partial y_0}+\dfrac{\partial^2 Y}{\partial t\,\partial x_0}=\zeta(y_0)-\dfrac{D\left(\dfrac{\partial X}{\partial t}, X\right)}{D(x_0, y_0)}-\dfrac{D\left(\dfrac{\partial Y}{\partial t}, Y\right)}{D(x_0, y_0)}, \end{cases}$$

avec les conditions aux limites :

$$\text{pour } y_0=-H:\quad Y=0;$$

$$\text{pour } y_0=0:\quad \frac{\partial^2 X}{\partial t^2}+g\frac{\partial^2 Y}{\partial t^2}+\frac{\partial^2 X}{\partial t^2}\frac{\partial X}{\partial x_0}+\frac{\partial^2 Y}{\partial t^2}\frac{\partial Y}{\partial x_0}=0.$$

Nous supposerons que $\zeta(y_0)=\sum_1^n b_i\zeta_i(y_0, b_1, b_2, \ldots, b_n)$ les b_i étant des constantes de l'ordre de la cambrure des houles composantes et les $\zeta_i(y_0, b_1, b_2, \ldots, b_n)$ étant des fonctions analytiques des b_i, holomorphes dans le voisinage de $b_i=0$. Nous admettrons que la solution en X et Y dépend analytiquement des b_i. On forme aisément les équations que vérifient les approximations des trois premiers ordres. Nous ne détaillerons pas l'intégration, assez laborieuse, faute de place.

Signalons cependant que nous avons pu mettre la solution sous la forme

$$(2)\quad \begin{cases} V_i=\varphi_i+\mu_i\Theta(\varphi_1, \varphi_2, \ldots, \varphi_n, y_0) \\ y=y_0+Y(\varphi_1, \varphi_2, \ldots, \varphi_n, y_0) \end{cases} \qquad (i=1, 2, \ldots, n);$$

$$V_i=\mu_i[x-(c_i+\nu_0)t]; \qquad \varphi_i=\{x_0-[c_i+\sigma(y_0)]t\};$$

$\sigma(y_0)$ est une fonctionnelle de y_0, $\zeta(y_0)$, du premier ordre par rapport aux b_i, et non nulle si $\zeta\equiv 0$; ν_0 est une constante arbitraire qui pourrait être déterminée si l'on se donnait une condition cinématique supplémentaire.

Les φ_i n'interviennent dans Θ et Y que par des lignes trigonométriques. La solution définit donc une correspondance entre les variables φ_i, y_0 et V_i, $y(i=1, 2, \ldots, n)$.

Si l'on se donne les constantes μ_i, la condition à la surface libre fournit n relations entre les c_i.

Ce résultat généralise celui relatif à la houle pure que nous avons trouvé en déterminant d'une manière approchée les trajectoires des particules de la houle dont Mme Dubreil a établi l'existence. Dans ce cas, la constante ν_0 est déterminée par le choix des axes fixes par rapport aux axes mobiles, liés à l'onde.

(1) J. Kravtchenko, IXe *Congrès international de Mécanique appliquée*, I, 1957, p. 149-156.

(2) J. Kravtchenko et L. Santon, *Congrès A.I.R.H.*, 1957, p. D 2-1 et D 2-15.

(3) C. Marcou, *Congrès A.I.R.H.*, 1957, p. D 1-1 et D 1-15.

(4) Mme Dubreil, *J. Math. pures et appl.*, 13, 1934, p. 217-291 (*Thèse*).
(5) F. Biesel, *La Houille Blanche*, 7, 1952, p. 372-376.
(6) *Ann. Ponts et Chaussées*, 114, 1944, p. 25-61.
(7) G. Chabert d'Hieres, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2474.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Sur la théorie du second ordre des phénomènes parasites dans un canal à houle.* Note de M. **Michel Normandin**, présentée par M. Henri Villat.

L'existence des phénomènes parasites transversaux dans un canal à houle est reconnue depuis longtemps. On se propose d'apporter ici une contribution à la théorie d'un cas particulier remarquable, décrit souvent dans la bibliographie (1), (2), (3).

Les méthodes qui suivent permettent aussi de pousser jusqu'au terme du second ordre l'étude des oscillations des eaux enfermées dans un port rectangulaire à profondeur constante, étude faite dans (4) au premier ordre seulement.

Nous rapporterons le mouvement au repère trirectangle $Oxyz$; Oz est orienté suivant la verticale ascendante, Ox suivant l'axe du canal (de profondeur uniforme h) et dans le plan d'eau de celui-ci; le liquide est limité latéralement par les parois verticales d'équation $y = \pm b$. Si a, λ, T sont respectivement l'amplitude, la longueur d'onde et la période de la houle linéaire, irrotationnelle, plane de Stokes (ou du clapotis plan) se propageant dans le canal, on posera

$$\mu = \frac{2\pi}{\lambda}, \qquad \nu = \frac{2\pi}{T}$$

et l'on aura $g\mu \operatorname{th} \mu h = \nu^2$, g étant l'accélération de la pesanteur.

Nous étudierons le cas particulier où les eaux du canal sont, en première approximation par rapport aux amplitudes, agitées par une houle longitudinale linéaire plane (de paramètres a_1, μ_1, T_1) et par un clapotis transversal plan (de paramètres a_2, μ_2, T_2); on a alors $b = k\lambda$, k entier; (le clapotis est symétrique par rapport à Oxy).

Si nous paramétrons les coordonnées x, y, z d'une particule liquide à l'instant t au moyen des coordonnées x_0, y_0, z_0 au repos de Miche [*cf.* (3) pour la bibliographie] le vecteur déplacement est donné, au premier ordre en a_1 et a_2, par

$$(1) \quad \begin{cases} x = x_0 - a_1 \dfrac{\operatorname{ch} \mu_1 (z_0 + h)}{\operatorname{sh} \mu_1 h} \sin(\mu_1 x_0 - \nu_1 t), \\ y = y_0 - a_2 \dfrac{\operatorname{ch} \mu_2 (y_0 + h)}{\operatorname{sh} \mu_2 h} \sin(\mu_2 y_0 \cos \nu_2 t, \\ z = z_0 + a_1 \dfrac{\operatorname{sh} \mu_1 (z_0 + h)}{\operatorname{sh} \mu_1 h} \cos(\mu_1 x_0 - \nu_1 t) + a_2 \dfrac{\operatorname{sh} \mu_2 (z_0 + h)}{\operatorname{sh} \mu_2 h} \cos \mu_2 y_0 \cos \nu_2 t. \end{cases}$$

La méthode des petits paramètres de Poincaré [sous la forme que lui ont donnée R. Miche et F. Biesel dans l'étude du cas plan, *cf.* ([3]) pour la bibliographie] s'adapte au cas des oscillations non planes et permet encore d'expliciter les termes du second degré en a_1 et a_2 qu'il convient d'ajouter au second membre de (1) pour satisfaire au second ordre inclusivement près les équations de l'hydrodynamique; à notre connaissance, ce formalisme de calcul n'a pas encore été appliqué aux phénomènes tridimensionnels.

Les formules résolutives sont trop complexes pour être toutes reproduites ici. Nous nous bornerons à expliciter l'équation cartésienne de la surface libre (2) : $z = z(x, y, t)$, seul élément du mouvement actuellement accessible aux mesures assez précises grâce à l'enregistreur à houle S. M. ([5])

$$
\begin{aligned}
(2)\quad z = {} & a_1 \cos(\mu_1 x - \nu_1 t) + a_2 \cos \mu_2 y \cos \nu_2 t \\
& + \frac{\mu_1 a_1^2}{2} \coth \mu_1 h \left(1 + \frac{3}{2\,\mathrm{sh}^2 \mu_1 h}\right) \cos 2(\mu_1 x - \nu_1 t) \\
& + \frac{\mu_2 a_2^2}{4} \coth \mu_2 h \cos 2\mu_2 y \left[\left(1 + \frac{3}{2\,\mathrm{sh}^2 \mu_2 h}\right) \cos 2\nu_2 t + \frac{\mathrm{ch}\, 2\mu_2 h}{2\,\mathrm{ch}^2 \mu_2 h}\right] \\
& + \frac{a_1 a_2 \cos \mu_2 y \cos(\mu_1 x - \nu_1 t + \nu_2 t)}{2\,\mathrm{sh}\, \mu_1 h\, \mathrm{sh}\, \mu_2 h} \left[\frac{\mu_2 \nu_2\, \mathrm{sh}\, \mu_1 h\, \mathrm{ch}\, \mu_2 h - \mu_1 \nu_1\, \mathrm{sh}\, \mu_2 h\, \mathrm{ch}\, \mu_1 h}{\nu_2 - \nu_1} + \mathrm{N}_1 \mathrm{sh}\, \mathrm{R} h\right] \\
& + \frac{a_1 a_2 \cos \mu_2 y \cos(\mu_1 x - \nu_1 t - \nu_2 t)}{2\,\mathrm{sh}\, \mu_1 h\, \mathrm{sh}\, \mu_2 h} \left[\frac{\mu_2 \nu_2\, \mathrm{sh}\, \mu_1 h\, \mathrm{ch}\, \mu_2 h + \mu_1 \nu_1\, \mathrm{sh}\, \mu_2 h\, \mathrm{ch}\, \mu_1 h}{\nu_2 + \nu_1} + \mathrm{N}_2 \mathrm{sh}\, \mathrm{R} h\right],
\end{aligned}
$$

où nous avons posé

$$
\mathrm{N}_1 = \frac{-\mathrm{R}\left[g \dfrac{\mu_2 \nu_2\, \mathrm{sh}\, \mu_1 h\, \mathrm{ch}\, \mu_2 h - \mu_1 \nu_1\, \mathrm{sh}\, \mu_2 h\, \mathrm{ch}\, \mu_1 h}{\nu_2 - \nu_1} - (\nu_2^2 - \nu_1 \nu_2 + \nu_1^2)\, \mathrm{sh}\, \mu_2 h\, \mathrm{sh}\, \mu_1 h\right]}{g \mathrm{R}\, \mathrm{sh}\, \mathrm{R} h - (\nu_2 - \nu_1)^2\, \mathrm{ch}\, \mathrm{R} h},
$$

$$
\mathrm{N}_2 = \frac{\mathrm{R}\left[(\nu_2^2 + \nu_1 \nu_2 + \nu_1^2)\, \mathrm{sh}\, \mu_2 h\, \mathrm{sh}\, \mu_1 h - g \dfrac{\mu_2 \nu_2\, \mathrm{sh}\, \mu_1 h\, \mathrm{ch}\, \mu_2 h + \mu_1 \nu_1\, \mathrm{sh}\, \mu_2 h\, \mathrm{ch}\, \mu_1 h}{\nu_2 + \nu_1}\right]}{g \mathrm{R}\, \mathrm{sh}\, \mathrm{R} h - (\nu_2 + \nu_1)^2\, \mathrm{ch}\, \mathrm{R} h},
$$

$$
\mathrm{R} = \sqrt{\mu_1^2 + \mu_2^2}.
$$

On retrouve dans (2) les termes du second ordre, classiques depuis les travaux de Miche et de Biesel, dans la théorie des phénomènes plans. Mais on voit apparaître aussi des effets du second ordre tridimensionnels, de période $\mathrm{T}_1 \mathrm{T}_2 / |\mathrm{T}_1 - \mathrm{T}_2|$ et $\mathrm{T}_1 \mathrm{T}_2 / (\mathrm{T}_1 + \mathrm{T}_2)$; ce sont des sortes de houles que nous nommerons torsadées à crête sinusoïdale de longueur d'onde λ; elles ont été effectivement observées au cours des expériences de C. Marcou, aux Laboratoires de Mécaniques des fluides de Grenoble. Mais l'étude quantitative de ces phénomènes parasites exige la transformation de l'installation expérimentale actuellement en service. Voici les caractéristiques d'un essai :

$$
h = 31{,}46\ \mathrm{cm}; \quad \lambda_1 = 109{,}53\ \mathrm{cm}; \quad a_1 = 3\ \mathrm{cm} \quad (\mathrm{T}_1 = 0{,}86\ \mathrm{s});
$$

$$
\lambda_2 = 2b = 50\ \mathrm{cm}; \quad a_2 = 0{,}3\ \mathrm{cm} \quad \left(\mathrm{T}_2 = \frac{2}{3}\mathrm{T}_1 = 0{,}574\ \mathrm{s}\right).
$$

Les périodes des houles torsadées sont alors égales à $2\mathrm{T}_1$ et $2\mathrm{T}_1/5$ et leurs

amplitudes maxima sont, en chiffres ronds, égales à 0,2 cm et 0,00045 cm respectivement. Seule la première houle est susceptible d'être étudiée quantitativement avec les moyens de mesure actuellement disponibles.

(1) J. Kravtchenko et L. Santon, *Proceedings of the fifth conference on Coastal Engineering*, Grenoble, 1954, p. 62-67.

(2) C. Marcou, *C. R. des IVe journées d'Hydraulique*, Éditions de la *Houille Blanche*, Paris, 1956, p. 60-64.

(3) J. Kravtchenko, *Actes du IXe Congrès de Mécanique Appliquée*, Bruxelles, I, 1957, p. 149-156.

(4) A. Apté, *Publ. scient et tech. Min. Air*, R. n° 333, p. 60-115.

(5) L. Santon, *Proceedings of the Fifth conference on Coastal Engineering*, Grenoble, 1954, p. 187-207.

HYDRODYNAMIQUE. — *Perte de charge produite par un élargissement brusque en écoulement giratoire dans une conduite en charge.* Note (*) de M. **Raymond Comolet**, présentée par M. Joseph Pérès.

Moyennant certaines hypothèses simples concernant la structure de l'écoulement giratoire, on peut généraliser la formule de Borda-Carnot donnant la perte de charge produite par un élargissement brusque. La formule obtenue met en particulier en valeur un coefficient numérique caractérisant la structure cinématique de l'écoulement giratoire.

Par analogie avec ce qui se passe dans un écoulement longitudinal, nous admettrons qu'après avoir quitté la section AA′ l'écoulement giratoire forme un jet qui s'épanouit, et, dans la section CC′, à quelque distance de AA′, l'écoulement giratoire occupe de nouveau toute la conduite. Au voisinage de AB A′B′, il existe une zone de fluide mort, tourbillonnaire dont la pression moyenne est Π_0.

Nous admettrons en outre que la conduite est de révolution et que dans l'écoulement giratoire :

— la composante axiale U de la vitesse est constante dans toute la section de rayon R ;

— la composante tangentielle V de la vitesse, varie suivant le rayon $r = x\mathrm{R}$ selon la loi

$$\mathrm{V} = v\varphi(x), \qquad \text{avec} \quad \varphi(1) = 1.$$

La pression totale dans une section s'écrit

$$\mathrm{P}_t = \frac{1}{\mathrm{Q}}\int_{\mathrm{S}}\left(p + \frac{\rho \mathrm{U}^2}{2} + \frac{\rho \mathrm{V}^2}{2}\right)\mathrm{U}\,d\mathrm{S} = \frac{\rho \mathrm{U}^2}{2} + \Pi + \frac{\rho v^2}{2}\mathrm{Y},$$

avec

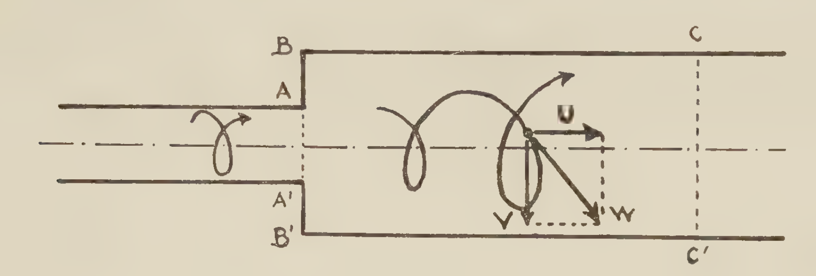
$$\Pi = \frac{1}{\mathrm{S}}\int_{\mathrm{S}} p\,d\mathrm{S} = 2\int_0^1 px\,dx, \qquad \mathrm{Y} = 2\int_0^1 [\varphi(x)]^2\,x\,dx,$$

v est la composante tangentielle de la vitesse contre la paroi.

En affectant des indices 1 et 2 respectivement les grandeurs correspondant aux sections ABA′B′ et CC′, la perte de charge, entre ces deux sections, exprimée en unités de pression, s'écrit

$$\Delta P_t = \frac{\rho U_1^2}{2} - \frac{\rho U_2^2}{2} + \frac{\rho v_1^2}{2} Y_1 - \frac{\rho v_2^2}{2} Y_2 + \Pi_1 - \Pi_2.$$

Si par ailleurs on applique le théorème des quantités de mouvement au fluide



contenu à l'intérieur de la surface ABCC′B′A′, et en supposant qu'il n'y a pas de frottement contre les parois, on trouve les deux relations

$$\Pi_1 - \Pi_2 = \rho U_2 (U_2 - U_1) - \frac{S_2 - S_1}{S_2} (\Pi_0 - \Pi_1), \qquad \frac{v_1 R_1}{v_2 R_1} = \frac{Z_2}{Z_1},$$

avec

$$Z = 2 \int_0^1 \varphi(x)\, x^2\, dx.$$

La différence $\Pi_0 - \Pi_1$, entre la pression moyenne dans la section annulaire ABA′B′ et la section circulaire AA′ n'est pas calculable, sans faire d'hypothèse supplémentaire, mais on peut poser

$$\Pi_0 - \Pi_1 = \varepsilon \frac{\rho v_1^2}{2} (Y_1 - 1),$$

ε étant un coefficient numérique, sans dimensions, probablement voisin de 1.

En introduisant le rapport $\sigma = S_2/S_1 = (R_2/R_1)^2$ des sections de la conduite, et l'angle θ que fait, avec l'axe, la vitesse v contre la paroi, on trouve

$$\Delta P_t = \rho \frac{U_2^2}{2} \left[(\sigma - 1)^2 + \operatorname{tg}^2 \theta_2 \left\{ \left(\frac{Z_2}{Z_1} \right)^2 [\sigma Y_1 - a(\sigma - 1)(Y_1 - 1)] - Y_2 \right\} \right].$$

Si, comme il est raisonnable, on suppose que la structure de l'écoulement est la même dans les deux sections : $Z_1 = Z_2$, $Y_1 = Y_2$ il vient

$$\Delta P_t = \rho \frac{U_2^2}{2} [(\sigma - 1)^2 + A(\sigma - 1) \operatorname{tg}^2 \theta_2], \qquad \text{avec} \quad A = Y - \varepsilon (Y - 1).$$

Le facteur $\sigma - 1$ caractérise la forme géométrique de la conduite, le facteur A caractérise la structure cinématique de l'écoulement.

Des expériences récentes [1] ont montré qu'aux grands nombres de Reynolds ($W\,2R/\nu$ de l'ordre de 500 000) on avait sensiblement, en appelant m un nombre compris entre 0 et 1 et α étant positif :

$$0 < x < m, \qquad \varphi(x) = \frac{x}{m^{\alpha-1}},$$

$$m < x < 1, \qquad \varphi(x) = \frac{1}{x^{\alpha}}.$$

Ce qui permet de faire le calcul Y, quand on connaît m et α. Dans le cas des expériences citées plus haut on peut faire $m = 1/7$ et $\alpha = 1$, d'où $Y = 4,4$ et si, en première approximation on fait $\varepsilon = 1$ il vient $A = 1$. D'où :

$$\Delta P_t = \rho \frac{U_2^2}{2} [\sigma - 1)^2 + (\sigma - 1)\,\mathrm{tg}^2\,\theta_2].$$

(*) Séance du 18 novembre 1957.
(1) FORTIER, *Chaleur et Industrie*, mai 1956, p. 111.

HYDRAULIQUE. — *Retour sur le calcul des chambres d'équilibre. Validité des hypothèses émises.* Note de M. **Lefteri Sideriades**, présentée par M. Louis de Broglie.

Certaines contradictions et divergences de vues entre auteurs nous conduisent à reposer le problème des chambres d'équilibre de manière à préciser la validité de la condition de Thoma, donc des hypothèses émises, en vue de l'étude plus complexe des systèmes couplés à plusieurs chambres.

1° *Position du problème.* — Le schéma de l'installation étudiée et les notations utilisées sont classiques [1]. On suppose que :

— la masse d'eau dans le bassin amont est suffisamment grande pour que son niveau Z_0, par rapport aux turbines, y soit pratiquement constant.

— l'effet de la variation du rendement des turbines est négligeable.

— la perte de charge dans la conduite forcée est négligeable.

— la perte de charge dans la galerie d'amenée est de la forme

$$P = P'_0 W^2 = \frac{P_0 W^2}{W_0^2}.$$

Pour tout régime permanent correspondant à un débit $Q_i = \varphi U_i$, les pertes P_i sont liées aux vitesses W_i par la relation : $P_i = P'_0 W_i^2$.

— la perte de charge due à l'insertion dans la chambre est un polynome en V, pouvant contenir des termes linéaires suivant la forme de l'insertion

$$R = \psi(V) = R'_0 V + R'_1 V^2 + \ldots.$$

Dans ces conditions, l'équation de continuité au nœud hydraulique s'écrit

$$fW = FV + \varphi U. \tag{1}$$

Le théorème de l'énergie cinétique appliqué à la masse d'eau de la galerie est

$$\frac{L}{g}\frac{dW}{dt} + Z + P'_0 W^2 + \psi(V) = 0 \quad \text{avec} \quad V = \frac{dZ}{dt}. \tag{2}$$

L'action du régulateur maintenant la puissance *effective* constante se traduit par

$$\varphi U[Z + Z_0 + P'_0 W^2 + \psi(V)] = K. \tag{3}$$

Il est important de remarquer ici que la « hauteur accélératrice » $Z + P'_0 W^2 + \psi(V)$ est *la même* dans les deux équations précédentes, et c'est là que notre raisonnement diffère de celui des autres auteurs pour lesquels deux tendances consistent à poser :

$P = P_0$: c'est là une approximation qui n'est valable que pour des P_i faibles devant Z_0 [L. Escande ([1])].

$P = \alpha P'_0 W^2$ avec $0 < \alpha < 1$. [A. Gardel ([2])]. Avec cette dernière hypothèse, l'étude d'un régime permanent ($V = 0$) correspondant à W_2, donc à une puissance effective : $K = W_i f Z_0$, fournit pour les deux équations (2) et (3) :

$$Z + P'_0 W_i^2 = Z + P_i = 0, \tag{2'}$$

$$f W_i (Z + Z_0 + \alpha P_i) = f W_i Z_0. \tag{3'}$$

Or, en régime permanent, ces deux équations sont compatibles, donc $\alpha = 1$. Du point de vue énergétique, ce résultat est d'ailleurs évident.

On remarquera enfin que le raisonnement porte sur des hauteurs d'eau non pas réelles, mais effectives (hauteurs réelles + pertes); c'est en effet sur une puissance *effective* que travaille le réseau électrique au-delà des turbines.

Le calcul des chambres d'équilibre consiste donc à étudier le système suivant des équations différentielles :

$$(\mathrm{I}) \quad \begin{cases} (4) \quad \dfrac{L}{g}\dfrac{dW}{dt} + Z + P'_0 W^2 + \psi\left(\dfrac{dZ}{dt}\right) = 0, \\ (5) \quad \left[Z + Z_0 + P'_0 W^2 + \psi\left(\dfrac{dZ}{dt}\right)\right]\left[f W - F\dfrac{dZ}{dt}\right] = K. \end{cases}$$

2° *Validité de la condition de Thoma.* — Nous avons montré dans une précédente Note ([3]), que cette condition était indépendante de $\psi(V)$. Il suffit donc d'étudier le système (I) dans lequel on fait $\psi(dZ/dt) = 0$.

L'étude topologique ([3]) donne en posant : $x = W$; $y = dW/dt$

$$(6) \quad \begin{cases} X = \dfrac{FL}{g} y\left(Z_0 - \dfrac{L}{g} y\right), \\ Y = K \quad x(f + 2P'_0 F y)\left(Z_0 - \dfrac{L}{g} y\right). \end{cases}$$

Il existe un point singulier correspondant au régime permanent de coor-

données : $x = k/fZ_0$; $y = 0$. La condition cyclique en ce point s'écrit :

$$(7) \qquad \sigma = \frac{K}{fZ_0}\left(\frac{L}{g}f - 2P'_0FZ_0\right) = 0 \qquad \text{ou} \qquad \boxed{F = \frac{W_0^2 Lf}{2gP_0Z_0}}.$$

Avec nos notations, la condition classique de Thoma devient :

$$F = \frac{W_0^2 Lf}{2gP_0(Z_0 - P_0)}.$$

Elle ne coïncide avec l'équation (7) que pour P_0 négligeable devant Z_0. Nous énoncerons donc le résultat suivant :

La condition de stabilité d'une cheminée sans pertes d'insertion, correspond toujours à une section inférieure à celle de Thoma; elle est donnée par la relation (7).

Exemple : Si $P_0 = Z_0 . 10^{-1}$, l'économie réalisée est de 11,1 %.

3. *Influence des pertes d'insertion.* — Dans le cas où l'on fait intervenir les pertes d'insertion, seule la loi de perte de charge à l'origine intervient pour la stabilité [*Cf.* Note (³)]. On étudie donc le système (1) dans lequel la fonction ψ se réduit à l'élément linéaire R'_0V. Topologiquement on a :

$$(8) \quad \begin{cases} X = -2FR'_0(y + P'_0x^2) + R'_0\varphi(x, y) \qquad \text{avec} \quad x = W, \quad y = Z; \\ Y = -\dfrac{L}{g}\varphi(x, y); \\ \qquad \varphi(x, y) = AF - R'_0fx \pm [(AF + R'_0fx)^2 - 4KR'_0F]^{\frac{1}{2}}, \\ \qquad A = Z_0 + y + P'_0x^2. \end{cases}$$

La condition cyclique appliquée au point ($x = W_0$; $y = -P_0$) nous conduit pour la stabilité à la condition

$$\boxed{F \geqq \frac{W_0^2 Lf}{2gP_0Z_0} - \frac{W_0fR'_0}{2P_0}}$$

On vérifie que cette section est inférieure à celle que nous avions obtenue pour notre « condition de Thoma généralisée ». La condition de Thoma est pratiquement indépendante de la puissance effective K, car on a supposé $P_i = P'_0 W_i^2$. La relation (9), plus générale, montre en fait, qu'elle constitue une valeur asymptotique lorsque K augmente; en effet (9) peut s'écrire

$$F \geqq \frac{f}{2P'_0}\left(\frac{L}{Z_0 g} - f\frac{R'_0Z_0}{K}\right).$$

Conclusion. — La précision des hypothèses émises (en particulier la notion de puissance effective) nous permettent avec l'aide des méthodes topologiques, d'aboutir à une section critique toujours inférieure à celle que l'on a l'habitude de déterminer. La condition de Thoma constitue une bonne approximation dans le cas de faibles pertes de charge seulement. Dans les autres cas (usines de basse chute), l'expérience montre que la section est nettement inférieure; c'est ce que confirment nos calculs.

(1) L. Escande, *Publ. scient. et techn. Minist. Air*, **280**, 1953, p. 115 et suiv.

(2) A. Gardel, *Chambres d'équilibre. Analyse de quelques hypothèses usuelles*. F. Rouge et Cie, Libr. Univ. Lausanne, 1956, p. 82 et suiv.

(3) L. Sideriades, *Comptes rendus*, **245**, 1957, p. 279.

ASTRONOMIE. — *Sur les mesures de latitude faites à l'Observatoire de Paris au moyen de l'Astrolabe Impersonnel A. Danjon, type O. P. L.* Note de M. **Bernard Guinot**, transmise par M. André Danjon.

Organisation des observations. Résultats obtenus depuis juillet 1956.

Un astrolabe impersonnel A. Danjon, construit par la Société « Optique et Précision de Levallois », a été livré à l'Observatoire de Paris au printemps 1956. Cet instrument est le prototype d'une série dont la construction est actuellement achevée.

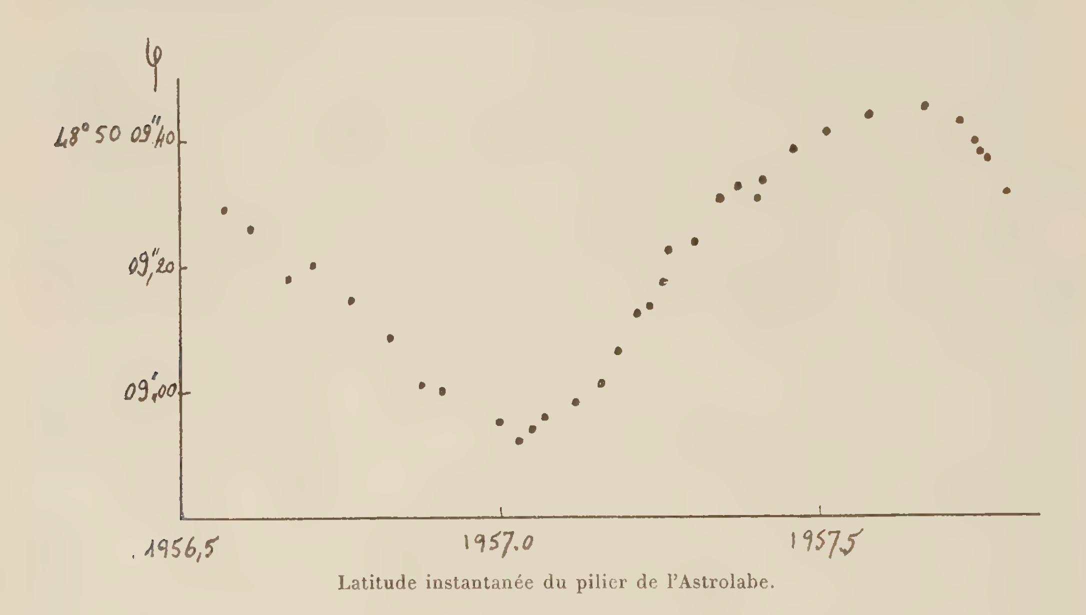
Pour la détermination simultanée de l'heure et de la latitude, 12 groupes consécutifs de 28 étoiles ont été formés. L'observation d'un groupe dure 1 h 30 mn et il y a un intervalle de 30 mn entre chacun. Les étoiles sont choisies parmi celles des catalogues FK 3 et FK 3 Supp. Les catalogues ne donnent pas les positions moyennes des étoiles avec une précision suffisante pour que les résultats des réductions puissent être immédiatement utilisés : ces résultats présentent des écarts systématiques, propres à chaque groupe et dus aux erreurs de catalogues. Il faut déterminer ces écarts.

Au milieu de chaque nuit, un observateur observe deux groupes consécutifs. Une paire de groupes est suivie pendant un mois, puis le groupe du soir est remplacé par un groupe du matin. Ainsi, chaque nuit d'observation donne les différences systématiques des résultats des deux groupes, et cela sans erreur personnelle. On s'est fixé à 10, au moins, le nombre annuel des différences à obtenir pour chaque paire de groupes, ce qui a conduit, le plus souvent, l'observateur de service à observer un troisième groupe. Lorsque, après un an, les douze paires de groupes ont été observées, on fait pour chacune la moyenne des différences obtenues. Ces moyennes permettent de rendre les résultats de tous les groupes comparables entre eux. On a chaque année le contrôle de la fermeture de la chaîne des différences.

Un groupe donne la latitude avec un écart-type de 0″,05. Les différences systématiques entre groupes sont connues, en moyenne, après une seule année d'observations, avec un écart-type de 0″,025. L'erreur de fermeture pour 1956-1957 est de 0″,04; elle n'est pas significative. Pour obtenir les corrections à faire subir aux résultats des groupes, on a réparti cette erreur de fermeture comme si elle était due à une erreur sur la constante

de l'aberration (qu'on trouverait ainsi égale à 20″,48); cela équivaut pratiquement à une équipartition. Ces corrections de raccordement varient de — 0″,06 à + 0″,04. La valeur du raccordement s'améliorera d'année en année et les résultats donnés ci-après ne doivent pas être considérés comme définitifs.

La figure suivante montre la variation de la latitude instantanée de l'astrolabe. Les points représentent des moyennes, indépendantes, des résultats d'environ 15 groupes consécutifs. Les moyennes portent sur un nombre de groupes variable, choisi pour qu'elles aient toutes le même poids.



Latitude instantanée du pilier de l'Astrolabe.

Les observations ont été effectuées par MM. Arbey et Guinot qui ont travaillé alternativement une nuit sur deux. Pendant les périodes de vacances et pendant l'hiver, M. Billaud et M[lle] Débarbat ont prêté leur concours. On a trouvé comme différence personnelle entre MM. Arbey et Guinot : 0″,014. On n'en a pas tenu compte.

Les groupes constitués pourront être observés pendant 40 ans. L'observation prolongée de ce programme donnera des renseignements précieux sur le mouvement séculaire du pôle.

PHYSIQUE MATHÉMATIQUE. — *Diffraction d'ondes élastiques planes dans un milieu homogène encastré suivant un demi-plan* (¹). Note (*) de M. **Maurice Roseau**, présentée par M. Henri Villat.

Utilisant des notations antérieures (²) et supposant le milieu indéfini encastré suivant le demi-plan $y = 0$, $x > 0$, on se propose d'obtenir une repré-

sentation des ondes élastiques diffractées, sous certaines conditions à l'infini et dans l'hypothèse k complexe ($\operatorname{Im} k \neq 0$).

Nous supposons d'abord qu'il existe un couple de fonctions $\Omega(x, y)$, $\Theta(x, y)$, définies dans le plan entier muni d'une coupure sur la partie positive de l'axe Ox, satisfaisant aux conditions suivantes (hypothèses H) :

$$\Delta\Omega + \sigma^2\Omega = 0, \qquad \Delta\Theta + \tau^2\Theta = 0 \qquad (\operatorname{Im}\sigma > 0,\ \operatorname{Im}\tau > 0),$$
$$\Omega_y + \Theta_x = 0, \qquad \Omega_x - \Theta_y = 0 \qquad \text{sur} \quad y = 0, \qquad x > 0,$$
$$\Theta = \Theta_0 + \Theta_1 \qquad \text{où} \quad \Theta_0 = A \exp\{i\tau(x\cos\varphi + y\sin\varphi)\},$$
$$\Omega = \Omega_0 + \Omega_1, \qquad \Omega_0 = B\exp\{i\sigma(x\cos\psi + y\sin\psi)\},$$
$$\lim_{R\to\infty}\int_{C(R)}\left|\frac{\partial\Theta_1}{\partial r} - i\tau\Theta_1\right|^2 ds = 0, \qquad \lim_{R\to\infty}\int_{C(R)}\left|\frac{\partial\Omega_1}{\partial r} - i\sigma\Omega_1\right|^2 ds = 0;$$

$|\Theta_1|$, $|\Omega_1|$ moindres que K/r^α, leurs dérivées partielles moindres que $K/r^{\alpha+1}$ au voisinage de l'origine avec $0 < \alpha < 1$,

$$|\Theta_1| < C\,e^{-\eta x}, \qquad |\Omega_1| < C\,e^{-\eta x}, \qquad \eta > 0 \qquad \text{pour} \quad y = 0, \quad x > 0 \text{ assez grand.}$$

Désignant par G_1 et G_2 les fonctions de Green :

$$G_1 = \frac{i}{4}H_0^1\left\{\tau[(x-x')^2 + (y-y')^2]^{\frac{1}{2}}\right\}, \qquad G_2 = \frac{i}{4}H_0^1\left\{\sigma[(x-x')^2 + (y-y')^2]^{\frac{1}{2}}\right\},$$

où H_0^1 est la fonction de Hankel d'ordre 0 et de première espèce, on établit les conséquences suivantes des hypothèses (4) :

1° $$\lim_{r\to 0}\int_{C(r)}\left(\frac{\partial\Omega_1}{\partial s} + \frac{\partial\Theta_1}{\partial n}\right)ds = 0, \qquad \lim_{r\to 0}\int_{C(r)}\left(\frac{\partial\Omega_1}{\partial n} - \frac{\partial\Theta_1}{\partial s}\right)ds = 0;$$

2° $$\Theta_1(x, y) = \int_0^{+\infty}\left\{[\Theta_1]\frac{\partial G_1}{\partial y'} + [\Omega_1]\frac{\partial G_1}{\partial x'}\right\}dx', \qquad y' = 0,$$

(1) $$\Omega_1(x, y) = \int_0^{+\infty}\left\{[\Omega_1]\frac{\partial G_2}{\partial y'} - [\Theta_1]\frac{\partial G_2}{\partial x'}\right\}dx',$$

où

$$[\Theta_1] = \lim_{y \downarrow 0}(\Theta_1(x, y) - \Theta_1(x, -y)) \qquad \text{pour} \quad x > 0, \quad \ldots;$$

3° $[\Theta_1]$ et $[\Omega_1]$ sont solutions des équations intégrales séparées :

$$iA\tau\cos\varphi\exp(i\tau x\cos\varphi) + iB\sigma\sin\psi\exp(i\sigma x\cos\psi)$$
$$+ \int_0^{\infty}\left\{\frac{\partial^2(G_2 - G_1)}{\partial x^2} + \sigma^2 G_2\right\}[\Omega_1]\,dx' = 0,$$

(2) $$iA\tau\sin\varphi\exp(i\tau x\cos\varphi) - iB\sigma\cos\psi\exp(i\sigma x\cos\psi)$$
$$+ \int_0^{+\infty}\left\{\frac{\partial^2(G_1 - G_2)}{\partial x^2} + \tau^2 G_1\right\}[\Theta_1]\,dx' = 0$$

avec $y = y' = 0$; $x > 0$.

Inversement à toute solution $f(x)$, $h(x)$ continue holdérienne de ces équations intégrales où A, B, φ, ψ sont arbitrairement donnés, qui satisfait aux

conditions $|f| < k/x^{\alpha}$, $|h| < k/x^{2}$ au voisinage de $x = 0$ avec $0 < \alpha < 1$ et $|f| < C e^{-\eta x}$, $|h| < C e^{-\eta x}$, $\eta > 0$ pour $x > 0$ assez grand, on peut faire correspondre une solution Θ, Ω satisfaisant à toutes les hypothèses (H) en définissant Θ_1 et Ω_1 par les formules (1) où l'on aura remplacé $[\Omega_1]$ et $[\Theta_1]$ par f et h respectivement.

La solution du problème posé est ainsi réduite à la recherche des solutions des équations intégrales (2), ce qui fera l'objet d'une prochaine publication.

(*) Séance du 18 novembre 1957.

(1) Je dois à M. J. J. Stoker de m'avoir suggéré d'entreprendre l'étude de ce problème.

(2) *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1780.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Introduction des paramètres relativistes d'Einstein-Kramers et de Cayley-Klein dans l'hydrodynamique relativiste du fluide à spin de Weyssenhoff*. Note (*) de MM. **Burhan Cahit Unal** et **Jean-Pierre Vigier**, présentée par M. Louis de Broglie.

Dans une Note précédente (1) nous avons montré l'équivalence de diverses représentations d'un champ de toupies microscopiques. A titre d'exemple nous allons comparer les représentations lagrangiennes correspondantes du fluide à spin le plus simple : celui de Weyssenhoff.

Comme nous l'avons vu, une première façon de représenter un fluide relativiste de toupies microscopiques sans interactions consiste à utiliser les variables d'Einstein-Kramers $a_{\mu}^{(\xi)}(\vec{x}, t)$, c'est-à-dire de caractériser chaque toupie microcospique par un système mobile Σ d'axes orthogonaux qui lui soit attaché univoquement. Le lagrangien d'un tel fluide va donc dépendre *a priori* de sept variables, soit $D(\vec{x}, t)$ (densité invariante de toupies), les $a_{\mu}^{(\xi)}(\vec{x}, t)$ et aussi d'un certain nombre de paramètres de Lagrange qui exprimeront les restrictions imposées au fluide, soit : 1° l'équation de continuité $dD/dt = 0$ $\left[\text{avec } d/dt = (\partial/\partial t) + \vec{V}.\vec{\nabla} \text{ et } d/d\tau = a_{\mu}^{(4)}\partial_{\mu}\right]$; 2° les $a_{\mu}^{(\xi)}$ constituent un système de vecteurs unitaires et orthogonaux. Ceci posé, le lagrangien devra évidemment contenir :

a. Le terme $D m_0 c^2$ qui n'est autre que l'énergie propre des toupies.

b. Le terme $\Lambda(dD/dt)$ ou $-D(d\Lambda/dt)$ qui entraîne la conservation de D le long des lignes de courant définies par $a_{\mu}^{(4)}$.

c. Le terme correspondant à l'énergie propre de rotation; terme qui peut se mettre sous la forme $(1/2)k\widehat{a_{\alpha}^{(4)}a_{\beta}^{(3)}}\omega_{\alpha\beta}$. Il prend donc la forme classique $(1/2)S_{\alpha\beta}\omega_{\alpha\beta}$ où $\omega_{\alpha\beta} = (d/d\tau)a_{\alpha}^{(\xi)}a_{\beta}^{(\xi)}$ est la vitesse angulaire instantanée et

$$S_{\alpha\beta} = -\frac{h}{2}D\varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta}a_{\gamma}^{(4)}a_{\delta}^{(3)}$$

n'est autre que l'expression classique ([2]) du moment angulaire de Weyssenhoff, k étant la valeur constante du moment cinétique de chaque particule. On trouve, en effet, que

$$\frac{1}{2}S_{\alpha\beta}\omega_{\alpha\beta} = -\frac{1}{2}kDa_\mu^{(4)}\partial_\mu a_\nu^{(2)}a_\nu^{(1)} \qquad \text{puisque} \qquad \widetilde{a_\alpha^{(1)}} = \frac{1}{2}\varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta}a_\beta^{(2)}a_\gamma^{(2)}a_\delta^{(4)}.$$

d. Le terme $\lambda_{\mu\nu}(a_\mu^{(\xi)}a_\nu^{(\xi)} - \delta_{\mu\nu})$ qui exprime tout simplement une condition de Lagrange qui entraîne l'unitarité et l'orthogonalité des $a_\mu^{(\xi)}$ (les $\lambda_{\mu\nu}$ symétriques constituent des paramètres de Lagrange supplémentaires). On voit alors sans peine que le lagrangien est fourni par l'expression proposée par Takabayasi, soit

$$(1) \qquad L(\Lambda, D, a_\mu^{(\xi)}, \lambda_{\mu\nu}) = -D\,m_0 c^2\left(\frac{1}{2}a_\mu^{(4)}\partial_\mu a_\nu^{(2)}a_\nu^{(1)} - 1\right) + \lambda_{\mu\nu}(a_\alpha^{(\xi)}a_\nu^{(\xi)} - \delta_{\mu\nu}).$$

que l'on peut aussi écrire sous la forme

$$L = k_\mu u^\mu + D m_0 c^2, \qquad \text{avec} \quad k_\mu = -D m_0 c^2 a_\nu^{(1)}\partial_\mu a_\nu^{(2)} + D\,\partial_\mu\Lambda.$$

Il fournit correctement la théorie de Weyssenhoff. Faisant varier, en effet, L par rapport à Λ, D, $a_\mu^{(\xi)}$, $\lambda_{\mu\nu}$ et en éliminant les $\lambda_{\mu\nu}$ on obtient après un calcul qui ne présente pas de difficulté de principe, les relations

$$(2) \qquad \frac{dk_\mu}{d\tau} = 0, \qquad \frac{dS_{\alpha\beta}}{d\tau} = k_\alpha u_\beta - k_\beta u_\alpha \qquad \text{et} \qquad \frac{dD}{d\tau} = 0,$$

c'est-à-dire exactement les relations postulées par Weyssenhoff ([3]).

Passons maintenant à la deuxième représentation indiquée dans notre Note précédente ([1]) et caractérisons le système mobile Σ attaché à chaque toupie par la donnée d'un spineur à quatre composantes $\Phi_\alpha(\vec{x}, t)$. Les $a_\mu^{(\xi)}$ étant donnés en fonction des spineurs, on passera du lagrangien (1) à son expression en spineurs en réexprimant chaque terme par les nouvelles variables $\Phi_\alpha(\vec{x}, t)$ et leurs conjuguées. Il vient alors immédiatement :

a. pour le terme Dm_0c^2 l'expression

$$D m_0 c^2 = m_0 c^2\sqrt{j_\mu j^\mu} = m_0 c^2\sqrt{-\Omega_1^2 + \Omega_2^2},$$

où

$$j_\mu = D a_\mu^{(4)} = \Phi^\dagger\gamma_\mu\Phi, \qquad \Omega_1 = iD\cos\Lambda = \Phi^\dagger\gamma_4\Phi, \qquad \Omega_2 = D\sin\Lambda = \Phi^\dagger\gamma_5\Phi.$$

b. Quant au terme de rotation propre, on peut l'obtenir directement à partir des relations

$$(3) \qquad \dot{\Phi} = \frac{1}{4}\omega_{\alpha\beta}\gamma^\alpha\gamma^\beta\Phi, \qquad \dot{\Phi}^\dagger = -\Phi^\dagger\frac{1}{4}\omega_{\alpha\beta}\gamma^\alpha\gamma^\beta$$

qui définissent l'évolution de Φ le long de la ligne d'univers suivie par la

« molécule ». Remplaçons, en effet, $\dot{\Phi}^{\dagger}$ et $\dot{\Phi}$ par leur valeur (3) dans l'expression $ik\left[\Phi^{\dagger}\Phi\left(\Phi^{\dagger}\dot{\Phi}-\dot{\Phi}^{\dagger}\Phi\right)-\Phi^{\dagger}\gamma_5\Phi\left(\Phi^{\dagger}\gamma_5\dot{\Phi}-\dot{\Phi}^{\dagger}\gamma_5\Phi\right)\right]$, elle devient

$$= ik\mathrm{D}\left[i\cos\mathrm{A}\,\Phi^{\dagger}\dot{\Phi}-\sin\mathrm{A}\,\Phi^{\dagger}\gamma_5\dot{\Phi}\right]+\text{c. c.}=-k\mathrm{D}\Phi^{\dagger}e^{i\gamma_5\mathrm{A}}\dot{\Phi}+\text{c. c.}$$

$$=-k\mathrm{D}\left[\frac{1}{4}\omega_{\alpha\beta}\Phi^{\dagger}e^{i\gamma_5\mathrm{A}}\gamma^{\alpha}\gamma^{\beta}\Phi+\frac{1}{4}\omega_{\alpha\beta}\Phi^{\dagger}e^{i\gamma_5\mathrm{A}}\gamma^{\alpha}\gamma^{\beta}\Phi\right]$$

$$=-\frac{1}{2}k\mathrm{D}\Phi^{\dagger}e^{i\gamma_5\mathrm{A}}\gamma^{\alpha}\gamma^{\beta}\Phi\omega_{\alpha\beta}=\frac{1}{2}\mathrm{S}_{\alpha\beta}\,\omega_{\alpha\beta}.$$

où

$$\mathrm{S}_{\alpha\beta}=-k\Phi^{\dagger}e^{i\gamma_5\mathrm{A}}\gamma_{\alpha}\gamma_{\beta}\Phi=-\frac{1}{2}k\,\mathrm{D}\,\varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta}a_{\gamma}^{(4)}a_{\delta}^{(5)}$$

$$=\frac{ik}{2\mathrm{D}}\varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta}\Phi^{\dagger}\gamma_{\gamma}\Phi.\Phi^{\dagger}\gamma_5\gamma_{\delta}\Phi$$

$$=\frac{ik}{\mathrm{D}}\left[\Phi^{\dagger}\Phi.\Phi^{\dagger}\gamma_{\alpha}\gamma_{\beta}\Phi-i\Phi^{\dagger}\gamma_5\Phi.\Phi^{\dagger}\gamma_5\gamma_{\alpha}\gamma_{\beta}\Phi\right],$$

à cause des relations de Pauli-Kofinck (³). Il n'y a pas d'autres termes à introduire dans L, car les conditions 1° et 2° résultent immédiatement dans ce cas des relations (1) de la Note précédente et de l'invariance de jauge du premier genre de L.

Exprimé en spineurs le lagrangien de Weyssenhoff s'écrira donc finalement

$$\mathrm{L}=-ik\frac{\Phi^{\dagger}\gamma_{\mu}\Phi}{\mathrm{D}}\left[\Phi^{\dagger}\Phi.\Phi^{\dagger}[\partial_{\mu}]\Phi-\Phi^{\dagger}\gamma_5\Phi.\Phi^{\dagger}\gamma_5[\partial_{\mu}]\Phi\right]+m_0c^2\mathrm{D},$$

$$\mathrm{L}=k_{\mu}u^{\mu}+m_0c^2\mathrm{D},$$

avec

$$k_{\mu}=-\frac{ik}{\mathrm{D}}\left[\Phi^{\dagger}\Phi.\Phi^{\dagger}[\partial_{\mu}]\Phi-\Phi^{\dagger}\gamma_5\Phi.\Phi^{\dagger}\gamma_5[\partial_{\mu}]\Phi\right];$$

c'est-à-dire exactement l'expression proposée par Takabayasi (⁴) pour le vecteur densité d'énergie impulsion de fluide de Dirac. On vérifie ensuite sans peine que l'équation du mouvement entraîne bien les relations (2) et que $\mathrm{L}=0$; ce qui fait ressortir l'analogie frappante entre le lagrangien obtenu et le lagrangien de Dirac.

(*) Séance du 13 novembre 1957.

(1) UNAL et VIGIER, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1785.

(2) WEYSSENHOFF, *Acta Physica Polonica*, 9, 1947.

(3) BOHM, HALBWACHS, LOCHAK et VIGIER, *Séminaire Louis de Broglie*, exposé nº 15, 1956.

(4) TAKABAYASI, *Relativistic hydrodynamics of the Dirac matter*, supp. *Prop. Theor. Phys.* (Japan), 4, 1957.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *La représentation des systèmes de corpuscules dans l'interprétation causale de la Mécanique ondulatoire et la nature du potentiel quantique.* Note (*) de M. **Joao Andrade e Silva**, présentée par M. Louis de Broglie.

Une représentation dans l'espace physique des systèmes isolés de particules, d'accord avec l'interprétation causale de la Mécanique ondulatoire avait été proposée par M. Louis de Broglie et l'auteur ([1]). Nous analysons ici les difficultés soulevées par l'introduction de potentiels extérieurs dans cette représentation, lesquelles suggèrent un changement des équations de base.

L'interprétation causale de la Mécanique ondulatoire par la théorie de la double solution ([2]) conduit à représenter le mouvement d'un système de N corpuscules par la propagation de N ondes à singularité dans l'espace physique. De ce point de vue, la validité de l'équation de Schrödinger dans l'espace de configuration et la réussite des postulats qui s'y rattachent dans l'interprétation habituelle doivent apparaître comme des conséquences de la nouvelle représentation dans l'espace physique.

Dans le cadre de la théorie de l'onde pilote (laquelle est, ici, l'équivalent de la théorie de la double solution) M. Louis de Broglie et l'auteur ont proposé ([1]) un certain formalisme dans l'espace physique qui paraissait satisfaisant; néanmoins une analyse plus approfondie montre qu'en cherchant à le généraliser dans le cas des systèmes non isolés, on se heurte à des difficultés.

Nous allons reprendre cette représentation pour montrer les obstacles qui découlent de l'introduction des potentiels extérieurs. En partant de cet examen nous proposerons, dans une prochaine Note, une modification des équations de propagation dans l'espace physique.

On représente un système isolé de trois particules en interaction par trois points matériels $\left[\text{de masse } m_j \text{ et de trajectoire } \vec{R}_j(t)\right]$ en mouvement sur trois ondes régulières

$$v_j\left(\vec{r}, \vec{R}_k(t), \vec{R}_l(t), t\right) = a_j\left(\vec{r}, \vec{R}_k(t), \vec{R}_l(t), t\right) e^{\frac{2\pi i}{h}\varphi_j\left(\vec{r}, \vec{R}_k(t), \vec{R}_l(t), t\right)} \qquad (1)$$

ces fonctions obéissant au système d'équations

$$\frac{\partial a_j^2}{\partial t} - \frac{1}{m_j}\nabla(a_j^2\nabla\varphi_j) = 0, \qquad (2\text{A})$$

$$\frac{\partial \varphi_j}{\partial t} = \frac{1}{2m_j}(\nabla\varphi_j)^2 + V_{jk}\left(\vec{r}, R_k(t), t\right) + V_{jl}\left(\vec{r}, R_l(t), t\right) + Q_j \qquad (2\text{B})$$

les potentiels quantiques Q_j étant donnés par

$$(3)\quad \begin{cases} Q_1 = Q_2 = Q_3 = -\dfrac{h^2}{8\pi^2}\dfrac{2}{3}\displaystyle\sum_{j=1}^{3}\dfrac{1}{m_j}\left[\dfrac{\nabla^2 a_j}{a_j} + \dfrac{\nabla_j^2 a_k}{a_k} + \dfrac{\nabla_j^2 a_l}{a_l} + \dfrac{2(\nabla a_j \nabla_j a_k)}{a_j a_k} \right. \\ \qquad\qquad\qquad\qquad \left. + \dfrac{2(\nabla a_j \nabla_j a_l)}{a_j a_l} + \dfrac{2(\nabla_j a_k \nabla_j a_l)}{a_k a_l}\right] \\ \qquad\qquad (j \neq k \neq l;\ j \neq l) \end{cases}$$

et où ∇a_j désigne le vecteur de composantes $\partial a_j/\partial x$, $\partial a_j/\partial y$, $\partial a_j/\partial z$; $\nabla_k a_j$ le vecteur de composantes $\partial a_j/\partial X_k$, $\partial a_j/\partial Y_k$, $\partial a_j/\partial Z_k$, etc.

Cette représentation qui peut être généralisée pour le cas des systèmes isolés de N particules en interaction nous donne et les mouvements des points matériels (singularités) et l'évolution des ondes. Elle a l'avantage indispensable de permettre de démontrer [1] que les mouvements des singularités obéissent, dans l'espace de configuration, à l'équation de Schrödinger habituelle.

Mais ces équations excluent la présence de potentiels extérieurs et, par conséquent, ne sont pas complètement générales. Pour les y introduire nous avions pensé profiter du fait qu'un potentiel extérieur se présente toujours, physiquement, comme le cas limite d'un potentiel d'interaction, limite correspondant au cas où la particule source de ce potentiel a une masse infinie. Alors, en prenant un système fictif de N + 1 particules et en faisant tendre vers l'infini la masse d'une de ces particules, on aurait bien un système de N particules sous l'action d'un potentiel extérieur; et étant donné que le potentiel d'interaction de la particule fictive peut être choisi arbitrairement, on retombera sur le cas général. Les conditions aux limites, regardées comme traduisant analytiquement l'existence de certaines barrières de potentiel, seraient introduites par la même voie.

Les avantages de cette façon d'aborder la question résidaient dans le fait que le passage à l'espace de configuration n'est possible qu'en prenant les équations (2 B) pour des équations de Jacobi (généralisées par la présence des potentiels quantiques), les équations (2 A) étant alors gardées en tant qu'équations « supplémentaires » nécessaires à la détermination de ces potentiels. Puisque dans le passage classique à l'espace de configuration les potentiels d'interaction ne se comportent pas de la même façon que les potentiels extérieurs, il fallait donc classifier les potentiels quantiques dans cette perspective. Mais, au contraire des potentiels classiques, les potentiels quantiques ne sont pas des fonctions « données ». Nous avions donc supprimé dans les équations (2) tout ce qui aurait pu y représenter une action de l'extérieur afin de pouvoir considérer le potentiel quantique comme un pur potentiel d'interaction; ceci était implicitement contenu dans la relation $Q = Q_1 = Q_2$, rencontrée dans le passage à l'espace de configuration. Les potentiels extérieurs et les conditions aux

limites ne seraient pris en considération qu'après le passage à l'espace de configuration.

Cependant nous nous sommes aperçu que la mise en application de ces idées conduisait à des résultats inacceptables. Ainsi, en prenant un système de trois particules et en faisant tendre l'une des masses vers l'infini on obtenait un système de deux particules sous l'action d'un potentiel extérieur. Mais, en présence d'un potentiel extérieur classique, les potentiels quantiques devraient avoir nécessairement un caractère à la fois de potentiels d'interaction et de potentiels extérieurs. Comment s'expliquer alors que la relation $Q = Q_1 = Q_2$ reste valable même dans ce cas ?

Ces difficultés nous ont conduit à examiner la validité de ce procédé d'introduction des potentiels extérieurs. Nous avons alors remarqué que, même en absence de ces potentiels (et de conditions aux limites) on n'avait pas le droit de considérer les potentiels quantiques comme des purs potentiels d'interaction. En effet, les grandeurs Q_j peuvent être envisagées en tant que des potentiels aussi longtemps que les équations (2 B) seront considérées comme des équations de Jacobi; mais, de ce point de vue, le « système physique » est constitué uniquement par l'ensemble des singularités, les ondes régulières elles-mêmes étant extérieures au système. Ainsi les potentiels quantiques, qui traduisent l'action de ces ondes régulières sur les mouvements des singularités, doivent avoir inévitablement le caractère de potentiels extérieurs. Si l'on se rappelle de la nature très souple du potentiel quantique (la présence d'un potentiel classique quelconque se reflétant toujours dans tous les termes du potentiel quantique) on peut conclure que le potentiel quantique a, même dans ce cas, une nature à la fois de potentiel d'interaction et de potentiel extérieur.

Pour passer à l'espace de configuration il faut donc s'appuyer sur un critère permettant de distinguer dans le potentiel quantique la partie qui a un contenu de potentiel extérieur de celle qui se présente sous la forme d'un potentiel d'interaction. Et, en conclusion, nous pouvons dire que les bonnes raisons de ne pas partir d'un système d'équations dans l'espace physique où les potentiels extérieurs classiques ne sont pas présents ont disparu.

(*) Séance du 18 novembre 1957.

(1) L. DE BROGLIE et JOÃO ANDRADE E SILVA, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 529.

(2) *Voir* L. DE BROGLIE, *Une tentative d'interprétation causale et non linéaire de la Mécanique ondulatoire* (*la théorie de la double solution*), Paris, Gauthier-Villars, 1956.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Sur les retournements de l'espace, du temps et de l'Univers dans la théorie des spineurs de Dirac.* I. *Définition et propriétés fondamentales des représentations normales.* Note de M[me] **Judith Winogradzki**, présentée par M. Louis de Broglie.

Étude des représentations spinorielles du groupe de Lorentz général, réduites en représentations de dimension 1 pour un des sous-groupes de deux éléments contenant le retournement de l'espace, du temps ou de l'Univers.

Les groupes de deux éléments, contenant, en dehors de la transformation identique, le retournement de l'espace, du temps ou de l'Univers, sont des sous-groupes du groupe de Lorentz général. Nous appelons « normales » les représentations spinorielles du groupe de Lorentz général, réduites, pour l'un de ces trois sous-groupes, en représentations de dimension 1. Trois types de représentations normales sont donc à distinguer. Ils seront désignés par (E), (T) ou (U), suivant la nature du retournement fondamental figurant dans la définition (« retournement caractéristique »).

La matrice de transformation spinorielle est proportionnelle à γ^4 pour le retournement de l'espace, à $\gamma^1\gamma^2\gamma^3$ pour le retournement du temps et à $\gamma^1\gamma^2\gamma^3\gamma^4$ pour le retournement de l'Univers;

$$(1)\quad (\gamma^4)^2 = -(\gamma^1\gamma^2\gamma^3)^2 = (\gamma^1\gamma^2\gamma^3\gamma^4)^2 = I, \qquad \mathrm{Tr}(\gamma^4) = \mathrm{Tr}(\gamma^1\gamma^2\gamma^3) = \mathrm{Tr}(\gamma^1\gamma^2\gamma^3\gamma^4) = 0.$$

Les représentations normales sont donc les représentations spinorielles correspondant à des matrices de Dirac telles que l'une des trois matrices γ^4, $i\gamma^1\gamma^2\gamma^3$, $\gamma^1\gamma^2\gamma^3\gamma^4$ est égale, du moins à l'ordre des éléments près, à la matrice

$$(2)\qquad J = \begin{pmatrix} \mathbf{1} & \\ & -\mathbf{1} \end{pmatrix}$$

($\mathbf{1}$ est la matrice unité d'ordre 2.)

2. Les représentations normales possèdent des propriétés remarquables.

I. Les représentations normales sont réduites, en représentations de dimension 2, pour le groupe des rotations et retournements spatiaux (E-représentations) ou pour le groupe des rotations spatiales et du retournement du temps (T-représentations) ou pour le groupe de Lorentz propre ([1]) (U-représentations).

II. Les matrices de Dirac correspondant à une représentation normale sont quasi-diagonales ou quasi-antidiagonales ([2]), les trois matrices γ^α étant du même genre. (Les indices grecs prennent les valeurs 1 à 3; les indices latins, 1 à 4.)

Comme il n'existe pas de jeux de matrices de Dirac dont les quatre matrices

seraient quasi-diagonales, trois cas seulement peuvent se présenter

$$(3)\quad\begin{cases}\gamma^\alpha \text{ quasi-antidiagonales}, & \gamma^4 \text{ quasi-diagonale} & \text{(E-représentations)},\\ \gamma^\alpha \text{ quasi-diagonales}, & \gamma^4 \text{ quasi-antidiagonale} & \text{(T-représentations)},\\ \gamma^\alpha \text{ quasi-antidiagonale}, & \gamma^4 \text{ quasi-antidiagonale} & \text{(U-représentations)}.\end{cases}$$

III. Soit Φ^k un spineur de Dirac. Désignons le semi-spineur Φ^1, Φ^2 par φ, le semi-spineur Φ^3, Φ^4 par ψ.

a. En représentation normale, pour le retournement caractéristique, les deux semi-spineurs sont transformés en eux-mêmes, du moins à un coefficient près. Ils obéissent à la même loi de transformation, leurs parités relatives étant opposées :

$$(4)\qquad \varphi \rightarrow \pm\lambda\varphi, \qquad \psi \rightarrow \mp\lambda\psi.$$

λ est égal à 1 ou i; sa valeur dépend de la nature du spineur [3] et du type de la représentation.

b. En représentation normale, pour un retournement fondamental non caractéristique, chaque semi-spineur se transforme en une fonction de l'autre.

La propriété (III *a*) est immédiate. Les propriétés (III *b*) et (I) [4] se déduisent aisément de la propriété (II). Pour démontrer celle-ci, il suffit d'utiliser le fait que toute matrice commutant avec J est quasi-diagonale et que toute matrice anticommutant avec J est quasi antidiagonale. En effet, γ^4 ($=$ J en E-représentation) anticommute avec les γ^α, $i\gamma^1\gamma^2\gamma^3$ ($=$ J en T-représentation) commute avec les γ^α et anticommute avec γ^4, $\gamma^1\gamma^2\gamma^3\gamma^4$ ($=$ J en U-représentation) anticommute avec tous les γ^k.

3. Des propriétés précédentes découlent de nouvelles définitions des représentations normales.

A. Une définition se rattache à la définition (I) : les représentations normales sont les représentations spinorielles, réduites, en représentations de dimension 2, pour un groupe contenant les rotations spatiales et l'un des trois retournements fondamentaux.

B. On peut définir les représentations normales à partir des propriétés (II) ou (III *a*) : les représentations normales sont les représentations spinorielles dont les matrices de Dirac sont de la forme (3), ou bien, dans lesquelles les semi-spineurs obéissent à la loi de transformation (4).

La propriété (III *b*), par contre, n'est pas une propriété caractéristique.

Montrons que les quatre définitions des représentations normales sont bien équivalentes.

L'équivalence de la définition initiale et de la dernière définition est évidente. Comme la propriété (I) résulte de la propriété (II), il suffit de démontrer que les représentations définies dans (A) sont normales. En effet, si une représentation spinorielle est réduite pour les rotations spatiales et un retournement fondamental, les trois matrices $\gamma^\alpha\gamma^\beta$ [4] et une des matrices γ^4, $\gamma^1\gamma^2\gamma^3$,

$\gamma^1\gamma^2\gamma^3\gamma^4$ sont quasi-diagonales. Les matrices $\gamma^\alpha\gamma^\beta$ anticommutent. Chacune des matrices γ^4, $\gamma^1\gamma^2\gamma^3$, $\gamma^1\gamma^2\gamma^3\gamma^4$ commutent avec les trois matrices $\gamma^\alpha\gamma^\beta$. Les sous-matrices d'une matrice quasi-diagonale, commutant avec trois matrices quasi-diagonales non singulières anticommutant entre elles, sont proportionnelles à la matrice **1**.

Remarque. — Les spineurs de l'espace à trois dimensions (spineurs à deux composantes donnant une représentation du groupe des rotations et retournements spatiaux) sont les semi-spineurs d'une E-représentation. Les spineurs de Van der Waerden (spineurs à deux composantes donnant une représentation du groupe de Lorentz propre) sont les semi-spineurs d'une U-représentation. Il résulte de (3) que l'on passe d'une E-représentation à une U-représentation, ou inversement, en remplaçant simplement γ^4 par $\gamma^1\gamma^2\gamma^3\gamma^4$.

(1) Sous-groupe du groupe de Lorentz général tel que dét $\partial x^i/\partial x'^k = +1$.

(2) Matrices quasi-diagonales ou quasi-antidiagonales : matrices d'ordre $2n$ diagonales ou antidiagonales par rapport aux sous-matrices d'ordre n.

(3) Plus exactement : de sa flectovariance. *Cf.* J. Winogradzki, *J. Phys. Rad.*, 18, 1957, p. 387.

(4) Rappelons que pour une rotation dans le plan $x^k x^m$, la matrice de transformation dsinorielle s'écrit

$$\cos\frac{\theta}{2} - \gamma^k\gamma^m \sin\frac{\theta}{2}.$$

(θ est l'angle de rotation, réel ou imaginaire suivant la nature du plan.)

(*Institut Henri Poincaré, Paris.*)

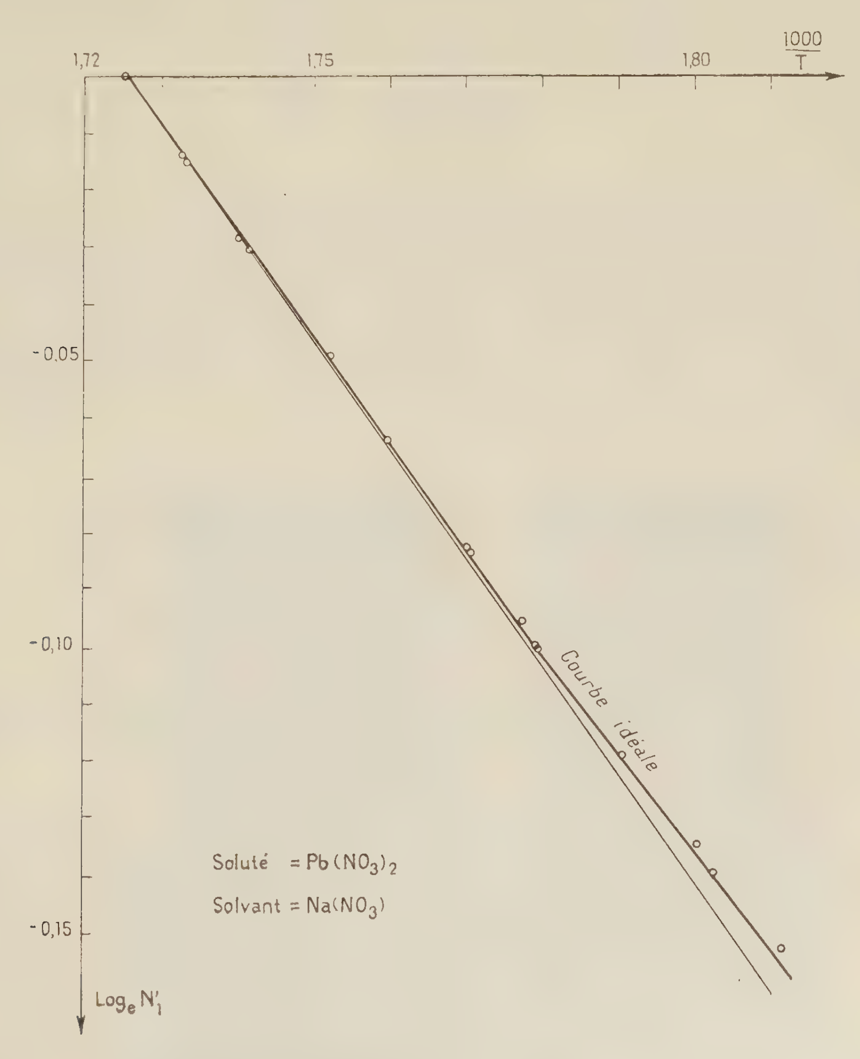
THERMODYNAMIQUE. — *Sur les solutions de nitrate de plomb dans le nitrate de sodium fondu.* Note (*) de MM. **Yves Doucet** et **Christian Janot**, présentée par M. Eugène Darmois.

L'étude de l'abaissement du point de solidification commençante des solutions de nitrate de plomb dans le nitrate de sodium fondu montre qu'elles obéissent à la loi de Schröder Van Laar des solutions idéales. On a montré précédemment que la différence de charge des cations n'introduisait pas d'écart à l'idéalité. La similitude des rayons ne provoque pas d'entropie configurationnelle, ce qui explique l'idéalité.

Dans une Note précédente (1) nous avons donné les résultats de l'étude de l'abaissement du point de solidification commençante du nitrate de potassium fondu par addition de nitrate de plomb. Le mélange n'est pas idéal, en ce sens qu'il n'obéit pas à la loi de Schröder-Van Laar convenablement modifiée pour des solutions ioniques. Dans l'hypothèse d'une dissociation totale, la seule admissible, le coefficient d'activité du solvant est plus petit que l'unité. Un calcul thermodynamique montre que l'enthalpie d'excès reste très faible; l'écart à l'idéalité a une origine entropique qu'on peut attribuer à la différence d'encombrement des ions K^+ et Pb^{++}.

Une étude similaire a été entreprise avec le nitrate de sodium. L'appa-

reillage est le même, les températures sont prises encore avec un couple platine-platine rhodié à 10 %. Le sel, convenablement purifié, fond à 579°,71 K. La chaleur de fusion d'après Goodwin et Kalmus (²) est 3690 cal/mole (et non pas 45,3 cal/g comme indiqué par erreur dans un tableau). E. R. Van Artsdalen (³) trouve une constante cryométrique de 15,0 ± 0,1 ce qui donne une chaleur molaire de fusion de 3 780 cal. Mais nos propres mesures fournissent un abaissement cryométrique limite nettement supérieur à 15, aussi gardons-nous la valeur de Goodwin et Kalmus. D'ailleurs la différence est faible. Ces mêmes auteurs donnent 0,287 et 0,432 pour les chaleurs spécifiques du solide et du liquide au voisinage du point de fusion.



Il en résulte, pour la courbe idéale, l'expression

$$\mathrm{Log} N'_1 = 3,2016 - \frac{1856}{T} + 10^{-5}\theta^2,$$

avec $\theta = 579,71 - T$. La quantité N'_1 est fournie par la théorie de Haase qui considère la solution comme formée de trois sortes de particules, les ions NO_3^-, Pb^{++} et Na^+. Il vient

$$N'_1 = \frac{4N_1(2 - N_1)}{(3 - N_1)^2},$$

où N_1 est la fraction molaire stœchiométrique du solvant $NaNO_3$. Remarquons d'ailleurs que N'_1 est peu différent de N_1. En effet on a

$$N'_1 = N_1\left(1 - \frac{N_2^2}{4} + \frac{N_2^3}{4} + \ldots\right)$$

Au voisinage de la plus grande concentration possible (eutectique vers une molalité de 2) N'_1 est égal à N_1 à 0,5 % près par défaut.

Les résultats sont donnés par le graphique ci-dessus. Les points expérimentaux (N_1, T) se placent sur la courbe $\text{Log}\, N'_1 = f(1/T)$ établie pour les solutions idéales.

Ceci est d'autant plus remarquable que les cations n'ont pas la même valence. Mais nous avons vu par l'étude du couple $Pb(NO_3)_2 - KNO_3$ que ce fait n'entraînait qu'une très faible enthalpie d'excès. L'écart à l'idéalité était surtout d'origine entropique. Or ici, le rayon de l'ion Pb^{++} est très voisin de celui de l'ion Na^+, si l'on adopte les valeurs 0,84 et 0,95 Å, et il n'apparaît pas d'entropie configurationnelle. Ainsi peut s'expliquer l'idéalité du couple $Pb(NO_3)_2 - NaNO_3$.

(*) Séance du 18 novembre 1957.

(1) Y. Doucet et Ch. Janot, *Comptes rendus*, **244**, 1957, p. 1166.

(2) *Phys. Rev.*, 28, 1909, p. 1.

(3) *J. Phys. Chem.*, 60, 1956, p. 172.

DÉCHARGE DANS LES GAZ. — *Sur une méthode d'études de la décharge électrique dans les ozoniseurs.* Note de M. **Alexandre Pozwolski**, présentée par M. Louis de Broglie.

L'ozoniseur que nous avons étudié est formé par une électrode portée à haute tension et appliquée par un ressort sur une lame de verre. La décharge jaillit dans l'intervalle compris entre cette lame de verre et une électrode plane au potentiel de masse. Cette dernière électrode est percée d'un petit trou communiquant avec une région où règne un vide très poussé entretenu par des pompes à diffusion. En face du trou se trouve une cage de Faraday F, polarisée positivement par rapport à la masse (*fig.* 1). Cette cage de Faraday agit comme une sonde de Langmuir et le courant qu'elle reçoit mesure la densité ionique au sein de l'ozoniseur [1]. Une résistance R

en série dans le circuit de la cage de Faraday et de valeur élevée, quelques mégohms, transforme les variations d'intensité dans ce circuit en variations de tension, lesquelles sont appliquées aux plaques d'un oscillographe cathodique. De même la tension alternative qui entretient l'effluve est appliquée à l'oscillographe par l'intermédiaire d'un diviseur de tension.

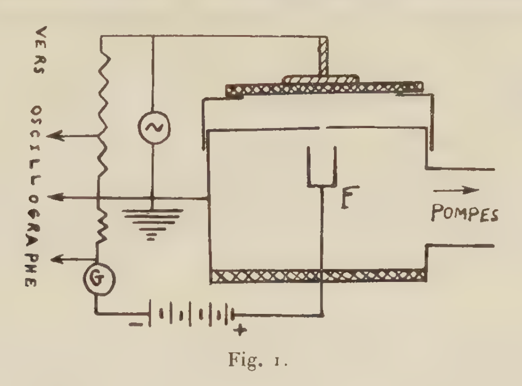


Fig. 1.

L'influence de la pression sur la forme de l'onde de courant est très marquée. Nous l'avons étudiée de façon continue dans le domaine de pression compris entre 1 et 0,45 mm Hg. Le courant passe par un maximum accentué pour la pression intermédiaire de 0,85 mm Hg. La figure 2 montre la forme de l'onde de courant pour cette pression (cliché *a*) ainsi que pour les pressions de 1 et 0,6 mm Hg (clichés *b* et *c*).

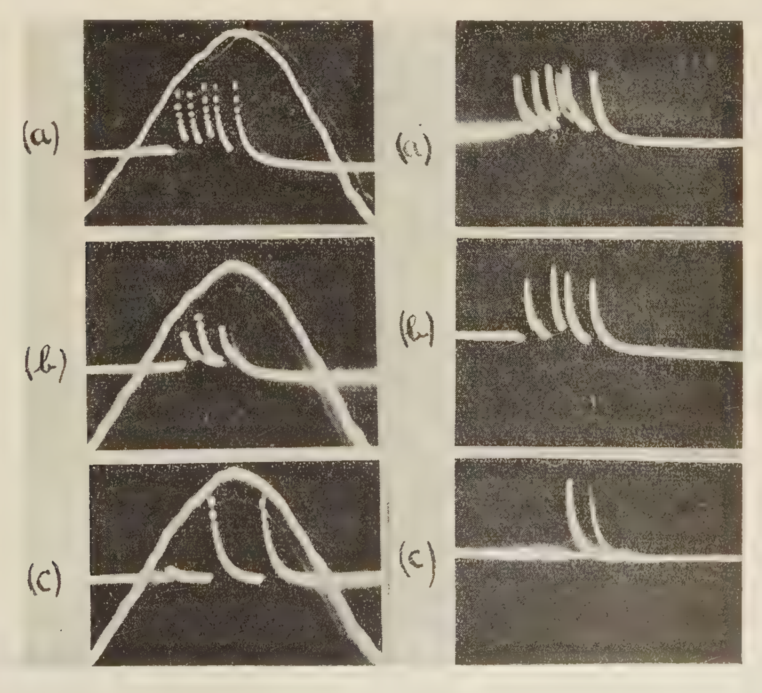


Fig. 2. Fig. 3.

A pression constante l'influence de la tension appliquée est traduite par les clichés *a*, *b*, *c* de la figure 3 qui correspondent respectivement à des tensions de 17, 11,5 et 3,5 kV. Ils montrent que la hauteur des pics de courant n'est pas affectée, seul leur nombre varie. En effet, l'effluveur peut être considéré comme formé par deux condensateurs montés en série, le second étant shunté par un tube à gaz T. Soit V_0 le potentiel disruptif du gaz. Lorsque la tension V aux bornes du second condensateur dépasse V_0, il se décharge dans T et la tension à ses bornes se stabilise à une valeur $V_f \ll V_0$. Une fois le condensateur déchargé le tube cesse de conduire, le condensateur se recharge et le phénomène se reproduit. Nous obtenons des oscillations qui rappellent les oscillations de relaxation, l'effet d'une augmentation de la tension appliquée étant simplement de rendre les décharges successives plus rapprochées.

Le courant moyen $\bar{i} = \frac{1}{T}\int_0^T i\,dt$, qui traverse F, est proportionnel à l'aire comprise entre les pics de courant de la figure 2 et l'axe des temps. Sa valeur peut être obtenue directement en disposant un galvanomètre à courant continu en série avec F. L'influence de la pression sur ce courant est représentée par la courbe de la figure 4 qui est en étroite correspondance avec la figure 2.

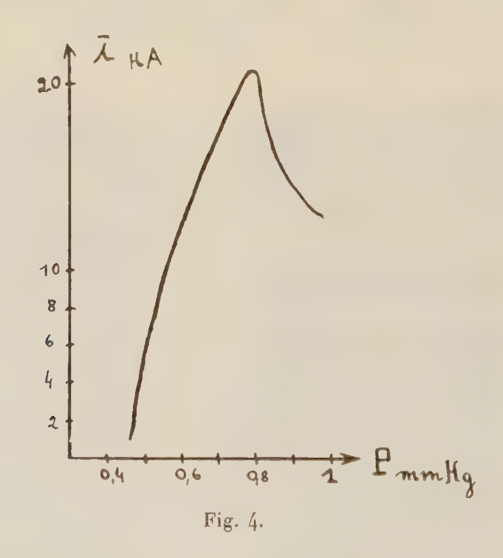


Fig. 4.

En changeant le signe du potentiel appliqué à F nous avons pu aussi observer à l'oscillographe la forme des impulsions de courant dues aux ions positifs. Nous avons constaté qu'elles se produisaient aux époques correspondant au passage des impulsions négatives, mais qu'à la différence de ces dernières elles s'étalaient tout au long de l'axe des temps. Cela provient de la différence des mobilités des ions et des électrons. Nous

n'avons pas pu prendre de clichés dans ce dernier cas par suite de la difficulté d'obtenir une image stable.

Un des avantages de cette méthode d'étude de l'effluve sur les méthodes habituelles est que le courant dû à la décharge proprement dite est radicalement séparé du courant alternatif qui traverse l'effluveur du fait de sa capacité et indépendamment de toute décharge.

(1) A. Pozwolski, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1144.

ÉLECTROTECHNIQUE. — *Sur le couplage en cascade de deux moteurs asynchrones d'induction triphasés.* Note (*) de M. **Yves Sevely**, transmise par M. Charles Camichel.

L'auteur montre qu'il est possible de tracer le diagramme du courant d'alimentation d'un ensemble de deux moteurs asynchrones d'induction triphasés couplés en cascade directe, en utilisant les valeurs des inductances des fuites totales déterminées à partir de la méthode de résonance déjà proposée.

Affectons les indices 1 et 2 respectivement au primaire et au secondaire de chacun des moteurs du couplage en cascade. Les quantités accentuées concernent le deuxième moteur. Les équations de fonctionnement, établies en utilisant les inductances cycliques s'écrivent alors

$$V_1 = (r_1 + j\mathcal{L}_1 g\omega)\, I_1 + j\mathcal{M}\omega\, I_2,$$
$$-V'_1 = (r_2 + j\mathcal{L}_2 g\omega)\, I_2 + j\mathcal{M} g\omega\, I_1,$$
$$V'_1 = (r'_1 + j\mathcal{L}'_1 g\omega)\, I_2 + j\mathcal{M}' g\omega\, I'_2,$$
$$0 = (r'_2 + j\mathcal{L}'_2 g' g\omega)\, I'_2 + j\mathcal{M}' g' g\omega\, I_2.$$

Les glissements g et g' ayant pour valeur respective :

$$g = \frac{\dfrac{\omega}{p} - \Omega}{\dfrac{\omega}{p}}, \qquad g' = \frac{\dfrac{g\omega}{p'} - \Omega}{\dfrac{g\omega}{p'}}$$

Ω étant la vitesse angulaire des deux rotors directement couplés arbre à arbre.

Éliminant I_2, I'_2, V'_1 et g' entre les équations ci-dessus on parvient à

$$V_1 = \left(r_1 + j\mathcal{L}_1\omega + \frac{g\mathcal{M}^2\omega^2\left[r'_2 + j\mathcal{L}'_2\omega\left(g\dfrac{p+p'}{p} - \dfrac{p'}{p}\right)\right]}{\left[r_2 + r'_1 + j(\mathcal{L}_2 + \mathcal{L}'_1)g\omega\right]\left[r'_2 + j\mathcal{L}'_2\omega\left(g\dfrac{p+p'}{p} - \dfrac{p'}{p}\right)\right] + g\mathcal{M}'^2\omega^2\left(g\dfrac{p+p'}{p} - \dfrac{p'}{p}\right)} \right) I_1.$$

L'impédance ainsi définie a pour diagramme une quartique bicirculaire ; on peut s'en rendre compte en passant en coordonnées cartésiennes ou en se reportant à l'étude de Blondel (1).

Si l'on néglige $r_2 + r'_1$ devant $j(\mathcal{L}_2 + \mathcal{L}'_1) g\omega$ ce qui est légitime g étant toujours supérieur à $p'/(p+p')$, g se met en facteur au numérateur et au dénominateur et l'acrogramme devient un cercle.

Nous admettrons donc pratiquement, par continuité, que la quartique bicirculaire est très voisine d'un cercle que nous construirons en utilisant les trois points suivants :

1° Le point à vide, déterminé expérimentalement, le secondaire du deuxième moteur étant ouvert. Il lui correspond une impédance dont la valeur est obtenue en faisant $g = g_0 = p'/(p+p')$ soit

$$Zg_0 = \left[r_1 + \left(\frac{r_2 + r'_1}{g_0} \right) \left(\frac{\mathcal{M}}{\mathcal{L}_2 + \mathcal{L}'_1} \right)^2 \right] + j \left[\mathcal{L}_1 - \frac{\mathcal{M}^2}{\mathcal{L}_2 + \mathcal{L}'_1} \right] \omega.$$

2° Le point correspondant à

$$g = g' = 1.$$

L'impédance prend alors la valeur Z_1 obtenue en négligeant dans les calculs r'^2_2 devant $\mathcal{L}'^2_2 \omega^2$ et $r_2 + r'_1 + r'_2 (\mathcal{M}'/\mathcal{L}'_2)^2$ devant $(\mathcal{L}_2 + N'_1)^2 \omega^2$,

$$Z_1 = \left\{ r_1 + \left[r_2 + r'_1 + r'_2 \left(\frac{\mathcal{M}'}{\mathcal{L}'_2} \right)^2 \right] \left[\frac{\mathcal{M}}{\mathcal{L}_2 + N'_1} \right]^2 \right\} + j \left\{ \mathcal{L}_1 - \frac{\mathcal{M}^2}{\mathcal{L}_2 + N'_1} \right\} \omega.$$

3° Le point correspondant à $g = \infty$,

$$Z_\infty = r_1 + j \left(\mathcal{L}_1 - \frac{\mathcal{M}^2}{\mathcal{L}_2 + N'_1} \right) \omega.$$

La partie imaginaire des impédances Z_1 et Z_∞ peut s'écrire

$$\left(\mathcal{L}_1 - \frac{\mathcal{M}^2}{\mathcal{L}_2 + N'_1} \right) \omega = \left\{ \mathcal{L}_1 - \frac{\mathcal{M}^2}{\mathcal{L}_2} \left[1 - \frac{N'_1}{\mathcal{L}_2} + \left(\frac{N'_1}{\mathcal{L}_2} \right)^2 - \ldots \right] \right\} \omega \neq \left[\mathcal{L}_1 - \frac{\mathcal{M}^2}{\mathcal{L}_2} + N'_1 \left(\frac{\mathcal{M}}{\mathcal{L}_2} \right)^2 \right] \omega,$$

l'approximation ci-dessus se justifiant par le fait que N'_1 étant une inductance de fuites totales et $\mathcal{L}_2$ une self-inductance cyclique, le rapport $N'_1/\mathcal{L}_2$ est de l'ordre de grandeur d'un coefficient de dispersion.

Les expressions de Z_1 et Z_∞ deviennent alors

$$Z_1 = \left\{ r_1 + \left[r_2 + r'_1 + r'_2 \left(\frac{\mathcal{M}'}{\mathcal{L}'_2} \right)^2 \right] \left[\frac{\mathcal{M}}{\mathcal{L}_2} \right]^2 \left[\frac{1}{1 + \frac{N'_1}{\mathcal{L}_2}} \right]^2 \right\} + j \left\{ N_1 + N'_1 \left(\frac{\mathcal{M}}{\mathcal{L}_2} \right)^2 \right\} \omega,$$

$$Z_\infty = r_1 + j \left[N_1 + N'_1 \left(\frac{\mathcal{M}}{\mathcal{L}_2} \right)^2 \right] \omega.$$

La partie imaginaire est donc la somme de :

$N_1 \omega$ réactance de fuites totales du premier moteur ramenée au primaire ;

$N'_1 \omega (\mathcal{M}/\mathcal{L}_2)^2$ réactance des fuites totales du deuxième moteur vue de son primaire et ramenée au premier moteur.

Les valeurs de $N_1 \omega$ et $N'_1 \omega$ à considérer sont celles correspondant aux états de saturation imposés par des inductions proportionnelles à V_1/ω pour le premier moteur et $(\mathcal{M}/\mathcal{L}_1)(gV_1/g\omega)$ pour le deuxième.

La méthode de résonance ([2]) nous permet de connaître ces valeurs.

Le diagramme circulaire du courant primaire du deuxième moteur sera construit ([3]) en supposant la tension d'alimentation de valeur $(\mathcal{M}/\mathcal{L}_1)V_1$ et de pulsation ω. Ce diagramme circulaire nous permet de connaître $I_2 \underline{|\varphi_2}$ et surtout g' et par suite

$$g = \frac{p'/p}{1 + (p'/p) - g'}$$

alors que $I_1 \underline{|\varphi_1}$ était donné par le premier diagramme pseudo-circulaire.

La comparaison entre les résultats expérimentaux et les valeurs déduites du diagramme, effectuée dans le cas d'un couplage en cascade de deux moteurs asynchrones d'induction identiques d'une puissance de 9 CV, avec liaison rotor-rotor, et présentée dans le tableau ci-après, montre la bonne concordance obtenue.

Puissance (W).	I_1(A). exp.	I_1(A). théor.	cos φ. exp.	cos φ. théor.	g'.	g. exp.	g. $1/(2-g')$.
1 630	26,06	*id.*	0,168	*id.*	0	0,502	0,500
2 790	25,84	*id.*	0,286	*id.*	0,8	0,506	0,503
3 720	26,16	*id.*	0,374	*id.*	1,5	0,510	0,505
4 670	27,0	27,5	0,453	0,45	2	0,514	0,506
5 275	28,24	28,6	0,480	0,47	2,5	0,517	0,508

(*) Séance du 28 octobre 1957.

([1]) *Rev. Gén. Électr.*, 43, n° 24, 1938, p. 739.

([2]) M. Teissié-Solier et J. Lagasse, *Comptes rendus*, 235, 1952, p. 146.

([3]) M. Teissié-Solier et J. Lagasse, *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 907.

OPTIQUE CORPUSCULAIRE. — *Étude expérimentale des aberrations d'ouverture d'un système de deux lentilles quadrupolaires magnétiques*. Note (*) de M. **Albert Septier**, présentée par M. Louis de Broglie.

Un système convergent formé de lentilles quadrupolaires comprend au moins deux lentilles croisées, de même axe (le plan de symétrie convergent de l'une correspondant au plan divergent de l'autre). C'est ce système simple de deux lentilles alimentées en série que nous avons étudié sur le banc d'optique ionique décrit dans une Note précédente ([1]). La longueur mécanique de chaque lentille est 15 cm; leurs centres sont distants de 50 cm; les cercles de gorge ont un rayon $a = 4$ cm; chaque pôle porte 627 spires.

Tout faisceau incident, de révolution autour de l'axe, conduit à un faisceau émergent s'appuyant sur deux focales réelles perpendiculaires qui, au premier ordre, sont deux segments de droite. Deux facteurs au moins interviennent pour élargir ces figures en introduisant des aberrations d'ouverture : les

lentilles ont une longueur finie, et les particules doivent traverser des champs de fuite dont la structure est particulièrement complexe au voisinage du fer [2]; d'autre part, la longueur efficace de chaque lentille, qui caractérise la convergence, décroît lorsqu'on s'éloigne de l'axe, d'abord très lentement pour $r \leq a/2$, puis plus vite pour $r > a/2$ [3]; ainsi la lentille est moins convergente sur les bords qu'au centre. Des calculs compliqués, à la machine électronique, nous ont permis [4] d'estimer l'ordre de grandeur de l'aberration d'ouverture due à la forme du champ, mais il n'a pas été possible de tenir compte de la variation de la longueur efficace. C'est pourquoi nous avons mesuré directemeut les aberrations globales du système et nous donnerons les résultats obtenus avec des faisceaux incidents parallèles creux de section circulaire, pour différentes valeurs de la convergence.

Au voisinage d'une focale, la trace du faisceau creux émergent sur un écran fluorescent fixe, prend, lorsque l'intensité du courant d'excitation croît dans les lentilles, les aspects représentés sur la figure 1 (1*a* à 1*d*).

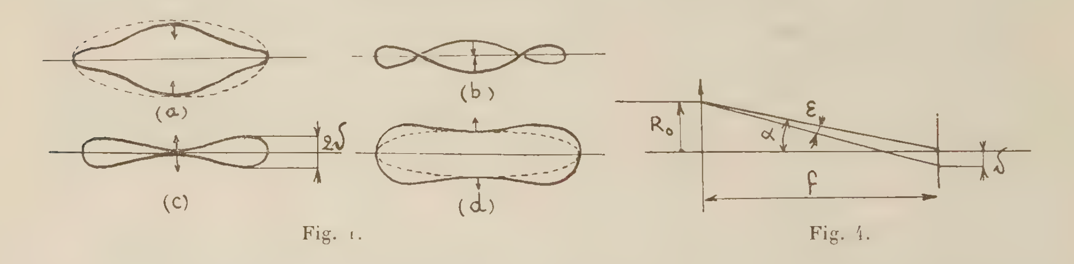


Fig. 1. Fig. 4.

Entre la zone d'amincissement maximum (1*c*) et la lentille, la trace du faisceau est à l'intérieur de l'ellipse théorique (*fig.* 1*a*), tandis qu'au-delà elle est à l'extérieur (1*d*). Nous caractériserons les aberrations par l'épaisseur 2δ de la figure 1*c*, correspondant à la mise au point sur l'axe. Cette épaisseur a été déterminée par mesure sur un grand nombre de photographies, soit directement lorsque la résolution est suffisante, et que les bords de la tache sont séparés, soit en la déduisant des figures 1*a* et 1*d*, par différence avec l'ellipse théorique, ayant même petit axe. La figure 2 représente les sections réelles d'un faisceau émergent correspondant à un faisceau incident creux de rayon $2R_0 = 25$ mm au voisinage de la deuxième focale, sur l'écran situé à 52 cm du centre de la deuxième lentille; la distance focale est alors de 17 cm. Pour la figure 3, correspondant à la première focale, on a $2R_0 = 50$ mm, $f = 130$ cm; la trace de la section du faisceau incident (en haut) donne l'échelle. Avec des ions Li_7^+ de 50 kV, les intensités I de l'excitation sont 1,8 et 0,76 Å respectivement, et l'on a $\Delta I/I \sim 4\%$ pour passer de (*a*) à (*d*) dans les deux cas.

A partir de l'épaisseur 2δ de la tache d'aberration, nous avons défini le *taux d'aberration* τ

$$\tau = \frac{\varepsilon}{\alpha} = \frac{\delta}{R_0} \quad (\textit{fig. } 4).$$

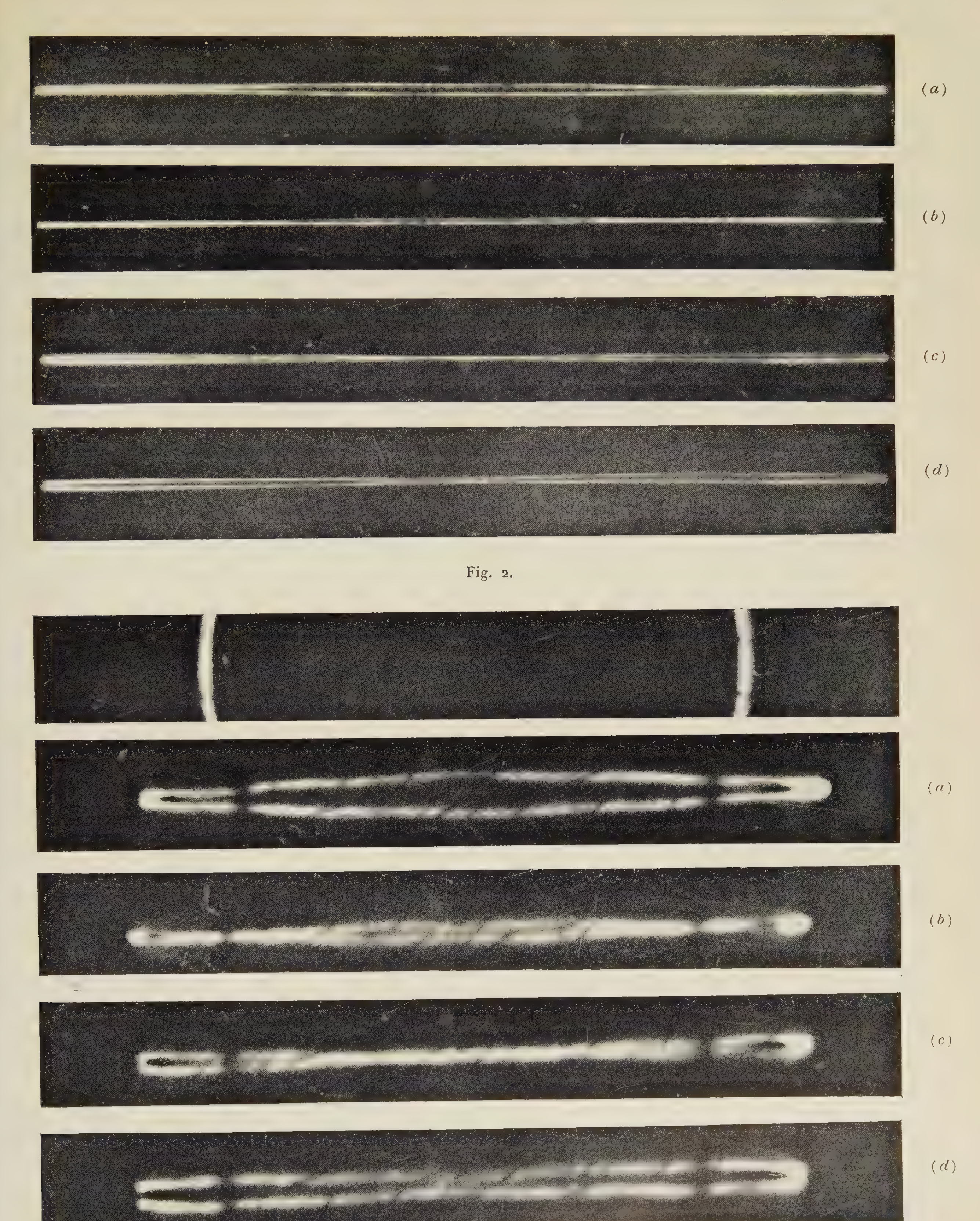


Fig. 2.

Fig. 3.

Les résultats des mesures sont portés sur la figure 5 pour différentes valeurs de f, en fonction de R_0, dans le cas où $a = 4$ cm. La théorie prévoit pour l'aberration d'ouverture [4] une loi de variation semblable à celle des systèmes de révolution

$$\delta = AR_0^3 + BR_0^5 + \ldots \qquad \text{soit} \quad \tau = AR_0^2 + BR_0^4 + \ldots.$$

A faible ouverture, le premier terme est prépondérant ; les mesures effectuées sur des lentilles à gros trous ($a = 6$ cm) le confirment : la courbe en pointillé de la figure 5 correspond à ce cas, avec $f = 130$ cm ; c'est une courbe du second degré jusque vers $R_0 = 2$ cm $= a/3$, et elle se confond pour $R_0 \leq 1$ cm avec la courbe relative à $a = 4$ cm.

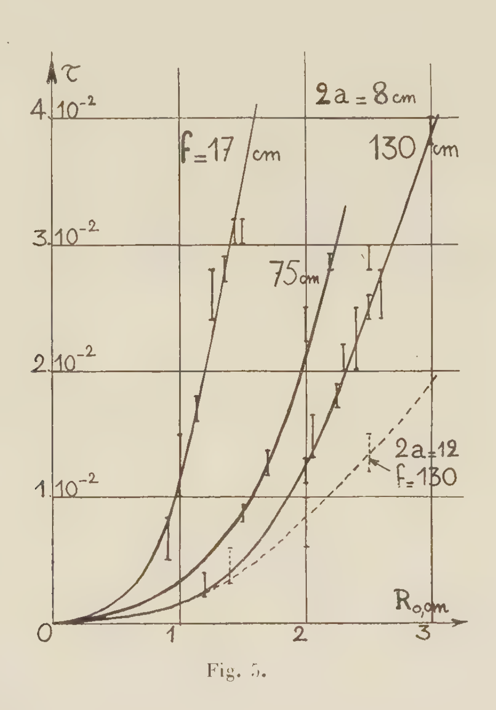


Fig. 5.

Pour un système donné, le taux d'aberration varie sensiblement comme $1/f$. Les valeurs mesurées de τ sont environ 12 fois supérieures aux valeurs fournies par le calcul pour $R_0 = 3$ cm, lorsque $a = 4$ cm. Ce facteur tombe à 6 lorsque $a = 6$ cm, car l'importance des termes supérieurs décroît alors.

Pour les faibles ouvertures on peut calculer une constante d'aberration semblable à celle des systèmes de révolution grâce à la relation (*fig.* 4).

$$\delta = C_S \alpha^3 = C_S \left(\frac{R_0}{f}\right)^3$$

qui donne

$$\tau = C_3 \left(\frac{R_0}{f}\right)^2 \qquad \text{avec} \quad C_3 = \frac{C_S}{f},$$

C_3 est une constante sans dimension. Pour $a = 4$ cm, le tableau suivant donne l'ordre de grandeur de C_3 qui varie proportionnellement à f :

f (cm)	17	75	130
C_3	3,2	14	25

Pour les faibles valeurs de f, inférieures à la longueur efficace, ces valeurs sont comparables à celles des meilleures lentilles classiques.

L'expérience nous a montré enfin que *les deux facteurs d'aberration* envisagés au début *agissaient dans le même sens :* le système a une *aberration globale d'ouverture négative* (convergence plus faible pour les rayons marginaux que pour les centraux). Les deux termes sont du même ordre de grandeur, ce qui permet d'envisager la correction de l'aberration due au champ en inversant le sens de l'aberration due à la variation de la longueur efficace, par correction appropriée de la répartition du champ dans les lentilles.

(*) Séance du 18 novembre 1957.
(1) A. Septier, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 1406.
(2) A. Septier, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1026.
(3) A. Septier, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1297.
(4) M. Y. Bernard et J. Hue, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 732.

SPECTROSCOPIE HERTZIENNE. — *Orientation optique des atomes dans la vapeur saturante de cæsium.* Note (*) de M. **Tadeusz Skalinsky**, transmise par M. Jean Cabannes.

La méthode d'orientation des atomes par pompage optique (1) a permis des recherches détaillées sur les résonances magnétiques entre les sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental du sodium.

Ces recherches ont conduit entre autres à la découverte des transitions à plusieurs quanta (2), (3), (4), (5), et de l'influence d'un gaz étranger sur le taux d'orientation atteint (6), (7). L'existence de l'orientation optique a été observée aussi dans la vapeur saturante de cæsium en présence d'hydrogène (8). Mais le taux d'orientation étant très faible, les signaux de résonance étaient trop petits pour permettre l'étude du spectre complet des résonances.

L'étude de ce spectre a été le but du présent travail.

Le dispositif expérimental est celui décrit dans (8). Les photomultiplicateurs Lallemand, sensibles aux radiations de résonance infrarouge du cæsium $\lambda_1 = 8943$ et $\lambda_2 = 8521$ Å, ont été refroidis jusqu'à $-80°$ C pour réduire leur courant d'obscurité.

L'expérience est conduite à fréquence du champ H_1 constante, et égale à 27,179 Mc./s^{-1} en faisant varier le champ magnétique H_0.

Les premières mesures faites avec l'hydrogène comme gaz étranger ont

confirmé les résultats de ([8]). Dans une série de mesures, nous avons évalué la variation du signal de résonance en fonction de la pression de l'hydrogène. La courbe, de même allure que celles obtenues pour le sodium avec différents gaz étrangers ([7]) montre un maximum pour la pression d'hydrogène de 0,6 mm de mercure.

Comme l'action de l'hydrogène paraît être assez faible (ce fait est dû à la grande différence entre la masse moléculaire du cæsium et celle de l'hydrogène) les expériences ont été reprises en remplaçant l'hydrogène par le xénon sous la pression de 0,16 mm de mercure. Nous avons obtenu ainsi une augmentation très remarquable du taux d'orientation.

D'après les prévisions théoriques le spectre de résonance de basse fréquence pour l'état fondamental du cæsium $6\,^2S_{1/2}$ ($j=1/2$, $i=7/2$) se compose de huit résonances simples, sept résonances doubles, six résonances triples superposées sur les simples correspondantes, etc. Les résonances entre les sous-niveaux $m_F \rightarrow m_F + p$ pour $F=3$ et $F=4$ sont sensiblement confondues, les coefficients de Landé étant égaux et de signe contraire. Les résonances multiples apparaissent pour des amplitudes élevées du champ H_1.

Les intervalles entre deux résonances simples successives, calculés d'après la formule de G. Breit et I. Rabi ([9]) sont égaux à 0,459 Oe. La même formule permet de déterminer les positions absolues des résonances.

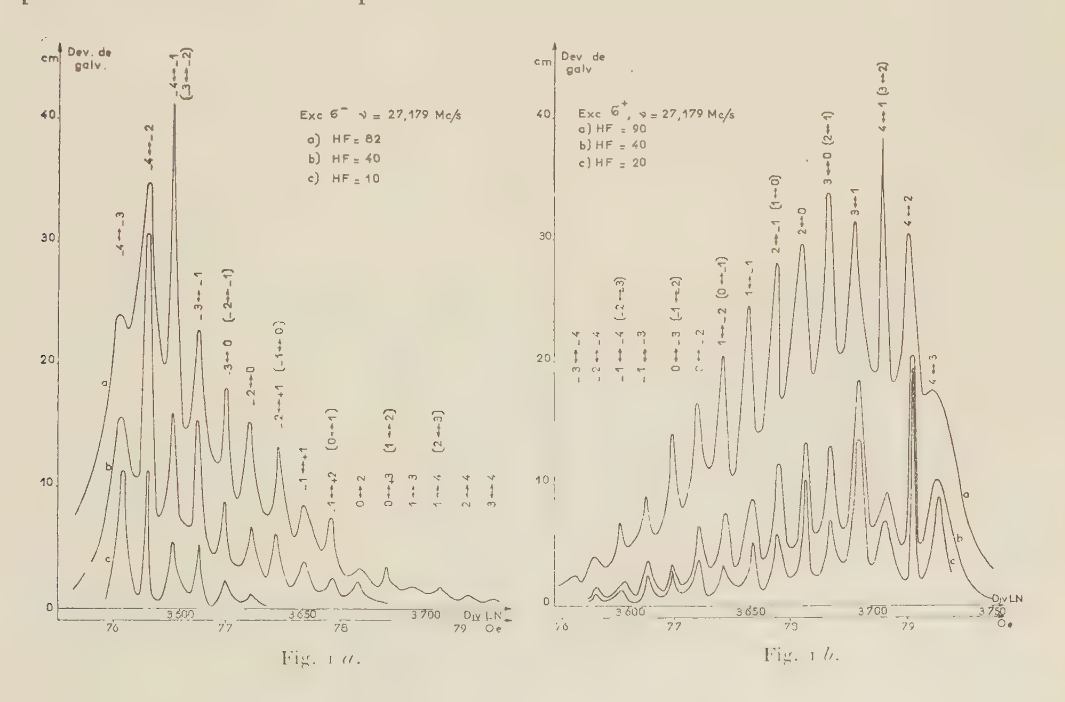


Fig. 1 *a*. Fig. 1 *b*.

Dans les expériences présentes, nous avons tracé le spectre complet des résonances en excitation σ^- (*fig.* 1 *a*) ainsi qu'en σ^+ (*fig.* 1 *b*) pour quelques valeurs différentes de l'amplitude du champ de radiofréquence H_1. Les inter-

valles des résonances observées sont en accord avec les prévisions théoriques à 0,3 % près. Il a été tenu compte dans le tracé des abscisses de la composante horizontale du champ terrestre.

Nous avons observé non seulement toutes les résonances simples, mais également toutes les résonances doubles et triples prévues.

La dissymétrie entre les spectres obtenus en excitation σ^- et σ^+, en présence d'hydrogène, que nous avons confirmée, n'est plus aussi accusée en présence de xénon.

En thermostatant la cellule, nous avons pu étudier la variation du signal de résonance magnétique avec la pression de vapeur saturante du cæsium et trouver les conditions optima d'orientation qui, pour le volume de cellule utilisée correspondent à la température de 13° C (*fig.* 2).

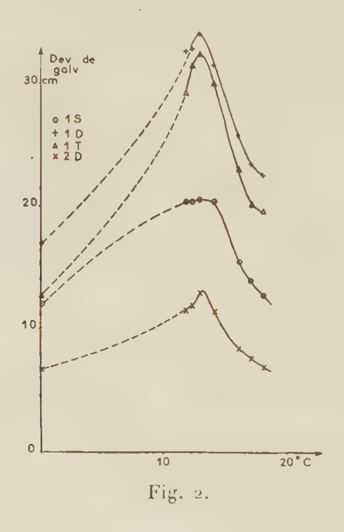


Fig. 2.

Les variations de pression du xénon, dans les limites possibles dans cette série de mesures (de 0,16 à 0,235 mm de mercure) ont montré l'augmentation des signaux de résonance magnétique avec la pression du xénon. La pression la plus favorable n'est pas encore atteinte. Certaines raies présentent entre ces limites de pression une augmentation d'intensité de 30 %.

Même pour la valeur la plus faible de la puissance du champ H_1 que nous avons utilisée, les raies simples ont été élargies (la demi-largeur est de l'ordre de 30 kc.s^{-1}). Au contraire, les résonances doubles (transitions $+4 \to +2$ en excitation σ^+ ainsi que $-4 \to -2$ et $-3 \to -1$ en excitation σ^-, représentées sur la figure 1) sont très fines (la demi-largeur des raies est de l'ordre de 7,5 kc.s^{-1}). Ceci montre que l'influence due à l'inhomogénéité du champ H_0 est faible par rapport aux autres causes d'élargissement.

(*) Séance du 18 novembre 1957.

(1) A. Kastler, *J. Phys. Rad.*, 11, 1950, p. 255; *Proc. Phys. Soc.*, A 67, 1954, p. 853; *J. Opt. Soc. Amer.*, 47, 1957, p. 460.

(2) J. Brossel, B. Cagnac et A. Kastler, *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 984.
(3) J. Brossel, J. Margerie et J. M. Winter, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 556.
(4) J. Margerie et J. Brossel, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 373.
(5) J. M. Winter, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 375 et 600.
(6) J. Brossel, J. Margerie et A. Kastler, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 865.
(7) C. Cohen-Tannoudji, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1027.
(8) A. Blandin et J. P. Barrat, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 2041.
(9) *Phys. Rev.*, 38, 1931, p. 2082.

OPTIQUE CRISTALLINE. — *Luminescence du benzène et de l'hexadeutérobenzène à* 20° K. Note (*) de M. **Adnan Zmerli**, transmise par M. Jean Cabannes.

Pour interpréter la structure vibrationnelle des spectres de phosphorescence du benzène à 20° K, on fait intervenir des niveaux vibrationnels des états excités. Cet effet serait dû à l'action photochimique de l'oxygène.

L'interprétation vibrationnelle des deux spectres T-S obtenus en 1955, et débutant respectivement à 37 112 et 28 997 cm^{-1} ne faisait intervenir que des vibrations de l'état fondamental, car il paraissait improbable que des niveaux vibrationnels de plusieurs centaines de cm^{-1} puissent être peuplés à 20° K. Cette interprétation conduisait à placer la transition électronique pure à 1 600 cm^{-1} au-dessus de la raie de la plus grande fréquence du spectre (1).

Dans une Note récente (2), on a montré que l'oxygène avait une influence sur les spectres obtenus. En absence d'oxygène (vide primaire) on obtient un spectre S-S qui se déduit parfaitement du spectre d'absorption. D'autre part, l'analyse vibrationnelle des spectres du benzène de 1955 n'est pas confirmée par effet isotopique pour l'hexadeutérobenzène; elle doit donc être révisée.

Devant l'impossibilité d'expliquer la structure des spectres observés, en ne tenant compte que du niveau vibrationnel fondamental de l'état triplet, il faut admettre que l'électron peut partir de plusieurs niveaux vibrationnels de cet état excité. Les fréquences de vibration dans ces états triplets ne seraient pas sensiblement modifiées par rapport à celles de l'état excité singulier $^1B_{2u}$. Ces deux hypothèses admises, on peut rendre compte, avec un très bon accord, des résultats expérimentaux exposés ci-dessous.

Dans le spectre du benzène en solution dans l'hexane à 20° K, j'ai retrouvé le spectre du benzène débutant à 28 997 cm^{-1}, qui subit sous l'effet du solvant un déplacement vers le rouge de 15 cm^{-1}. D'autre part, une série de nouvelles raies apparaît dans le prolongement de l'ultraviolet de ce spectre. Comme dans le cas du benzène pur, les différences de fréquences de certaines de ces raies nouvelles coïncident avec des vibrations de l'état excité $^1B_{2u}$ (521 cm^{-1} en particulier). Par exemple 31 478 = 30 958,5 — 30 738 cm^{-1}

Abs.	Luminescence.													
293° K A. Pitt.	20° K Vide.	20° K Hex.	77° K E. P. A.	20° K Vis.	20° K Ultraviolet.	521 ε_{+g}.	923 α_{1g}.	1130 ε_{+g}.	1470 $\varepsilon_{\gamma g}$.	1210 α_{2g}.	608 ε_{+g}.	992 α_{1g}.	1178 ε_{+g}.	1326 α_{2g}.
32 150	–	–	–	–	–	–	x	xxx	–	–	–	–	–	–
–	–	31 478	–	–	–	xx	–	x	x	–	–	–	–	–
31 200	31 200	–	–	–	–	–	x	–	–	xx	–	–	–	–
–	–	30 958	–	–	–	x	–	x	x	–	–	–	–	–
–	30 780	30 760	–	–	–	5 x	x	–	–	–	x	–	–	–
–	–	30 694	–	–	–	x	–	x	–	x	–	–	–	–
–	–	30 522	–	–	–	–	–	–	x	x	–	–	–	–
–	30 458	30 438	–	–	–	–	–	x	x	–	–	–	–	–
30 350	–	–	–	–	–	xx	–	–	x	–	–	–	–	–
–	30 239	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–	–
–	–	30 177	–	–	–	–	–	x	–	x	–	–	–	–
–	–	30 082	–	–	–	xx	–	–	–	x	–	–	–	–
–	–	30 008	–	–	–	xx	–	x	–	–	–	–	–	–
–	–	29 920	–	–	–	4 x	–	–	–	–	–	–	–	–
–	29 851	29 819	–	–	–	5 x	–	–	–	–	x	–	–	–
–	–	29 777	–	–	–	x	–	x	x	–	–	–	x	–
–	–	29 650	–	–	–	xx	xx	–	–	–	–	–	x	–
–	–	29 564	–	–	–	x	x	–	x	–	–	–	x	–
–	29 452	–	29 470	–	–	–	–	x	x	–	–	x	–	–
29 410	–	–	–	–	–	xxx	–	–	–	–	–	–	–	–
–	–	28 986	–	28 997	37 112	x	xx	–	–	–	xx	–	–	–
–	–	28 761	28 784	28 772	36 885	–	x	–	–	–	–	–	–	–
–	–	–	–	28 476	–	–	xx	–	–	–	xx	–	–	–
–	–	–	28 460	–	–	–	–	–	–	x	x	–	–	–
–	–	–	–	28 373	36 485	x	–	–	–	–	–	–	–	–
–	–	28 290	28 310	28 299	36 411	x	x	–	–	–	–	x	–	–
–	–	28 190	–	28 199	36 314	xxx	–	–	–	–	xx	–	–	–
–	–	–	–	–	36 284	–	x	–	–	–	x	–	–	–
–	–	–	–	28 004	36 119	x	xx	–	–	–	xx	x	–	–
–	–	–	–	27 990	–	–	–	x	–	–	–	x	–	–
–	–	–	–	27 971	36 088	x	–	–	–	x	–	–	–	x
–	–	–	27 891	–	–	–	–	–	–	x	–	–	x	–
27 850 (*)	27 850 (*)	27 836 (*)	27 860 (*)	27 850 (*)	35 963	–	–	–		–	–	–	–	–
–	–	–	–	27 818	35 934	x	xx	–	–	–	xx	–	x	–
–	–	–	–	27 768	35 881	x	–	–	–	–	x	–	–	–

(*) Pas observable.

Dans le spectre du benzène sous vide primaire, je n'ai pas retrouvé les deux spectres T-S de 1955. Par contre, j'ai pu observer un spectre nouveau, dont certaines raies coïncident, après un déplacement global de quelques cm^{-1}, avec des raies nouvelles obtenues avec le benzène en solution dans l'hexane. Bien plus, j'ai pu noter à 31 200 cm^{-1}, une coïncidence entre une raie de ce spectre avec le maximum d'une bande d'absorption obtenue par A. Pitt [3] avec du benzène liquide.

En tenant compte de ces hypothèses, j'ai pu situer les transitions électroniques pures des spectres T-S, respectivement à 35 963 et 27 850 cm^{-1} pour le C_6H_6 et à 36 199 et 28 048 cm^{-1} pour C_6D_6. On trouvera dans le tableau ci-dessus le détail des interprétations vibrationnelles de tous les spectres du benzène que j'ai obtenus, du spectre de la solution du benzène dans l'E. P. A. (5 parties éther, 5 parties isopentane, 2 parties alcool éthylique) à 77° K, obtenu par H. Shull ([4]) et du spectre d'absorption S-T du benzène liquide obtenu par A. Pitt ([3]). Seules les vibrations de symétrie α_{1g}, α_{2g} et ε_{+g} de l'état fondamental et de l'état excité interviennent. Les transitions électroniques pures du benzène en solution dans l'hexane et l'E. P. A. se situent respectivement à 27 836 et 27 860 cm^{-1}. Ceci n'a rien d'étonnant, puisque D. F. Evans ([5]) a déjà noté que les effets du solvant sur les transitions T-S étaient beaucoup plus faibles que sur les transitions S-S. Enfin, il y a lieu de remarquer que les bandes de luminescence à 29 470 cm^{-1} et d'absorption à 29 410 cm^{-1} s'expliquent différemment.

Cette possibilité de l'électron de retomber de plusieurs niveaux vibrationnels de l'état triplet proviendrait de l'action photochimique de l'oxygène, dont l'influence est à rapprocher des résultats obtenus sur les photooxydes des acènes et de leur union labile ([6]).

(*) Séance du 18 novembre 1957.

([1]) P. Pesteil, A. Zmerli et N. Pesteil, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 29; *Ann. Phys.*, 10, 1955, p. 1079.

([2]) A. Zmerli, H. Poulet et P. Pesteil, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 517.

([3]) *J. Chem. Phys.*, 18, 1950, p. 1416.

([4]) *J. Chem. Phys.*, 17, 1949, p. 295.

([5]) *Nature*, 1957, p. 1351.

([6]) C. Dufraisse, *Photooxydation*, Congrès international de Chimie pure et appliquée, Zurich, juillet 1955.

LUMINESCENCE. — *Sensibilisation, par des traces d'or, des produits à effet électrorenforçateur*. Note (*) de M. **Georges Destriau**, présentée par M. Eugène Darmois.

Des traces d'or de 10^{-6} à 5.10^{-6} en poids améliorent considérablement le rapport de renforcement et la luminance, champ agissant, des mélanges de CdS, ZnS activés au manganèse. L'effet est particulièrement notable pour les produits contenant, en poids, une égale quantité de CdS et de ZnS.

Il a été montré depuis quelque temps ([1]) que le ZnS ou les mélanges CdS, ZnS activés au manganèse ont une sensibilité aux rayons X accrue sous l'influence des champs électriques. Au contraire, les produits activés au cuivre, à l'argent ou à l'or présentent l'effet inverse mais habituel d'extinction. Il a été trouvé récemment que de faibles additions d'or, métal utilisé comme coactivateur du

manganèse, améliorent considérablement les rapports de renforcement des produits déjà activés au manganèse. On désigne par « rapport de renforcement » ρ le rapport $\rho = L_2/L_1$ de la luminance L_2 excitée sous l'action simultanée du champ électrique et d'un faisceau de rayons X à la luminance L_1 excitée, en dehors du champ, dans la même substance, par le même faisceau de rayons X. Toutes choses égales par ailleurs, le rapport de renforcement ρ dépend de l'intensité du champ, il passe par un maximum pour une certaine valeur du champ et c'est toujours de cette valeur maximum qu'il est question ci-après.

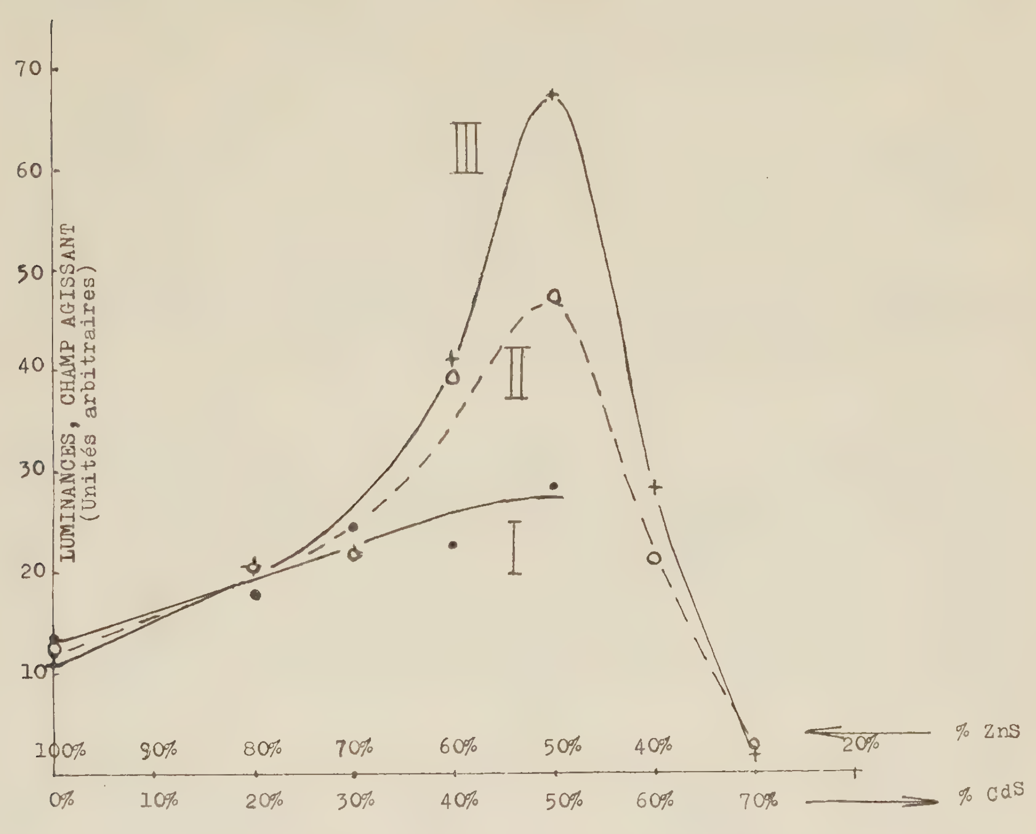
Les additions optimum d'or sont comprises entre 10^{-6} et 5.10^{-6} en poids pour des teneurs en manganèse comprises entre 5.10^{-4} et 20.10^{-4}. Dans ces conditions les rapports de renforcement peuvent être 2 ou 3 fois plus élevés que les rapports de renforcement obtenus avec les mêmes teneurs en manganèse sans addition d'or. Ces faibles additions d'or réduisent peu la sensibilité normale aux rayons X des mélanges CdS, ZnS activés au manganèse, il en résulte que la sensibilité aux rayons X, champ agissant, des mélanges CdS, ZnS coactivés par Mn et Au est considérablement plus forte que celle des produits équivalents ne contenant pas d'or. A titre indicatif le tableau suivant donne les valeurs de ρ obtenues avec des mélanges de CdS et ZnS à différentes teneurs en CdS activés par 20.10^{-4} de manganèse en poids, cuits à 1 000°C et soit sans or (1[re] colonne) soit coactivés avec 10^{-6} en poids d'or (2[e] colonne) ou par 5.10^{-6} d'or (3[e] colonne). Excepté le produit sans CdS (1[re] ligne du tableau) les valeurs de ρ sont d'autant plus élevées que la teneur en or est elle-même plus grande.

Proportion de CdS (%). Teneur en or......	0.	10^{-6}.	5.10^{-6}.
0	1,5	1,5	1,5
20	1,8	2,2	2,3
30	1,8	2,6	2,9
40	1,7	3,0	3,8
50	1,6	3,5	5,0
60	–	2,6	3,1
70	–	1,2	1,4

Les sensibilités aux rayons X, champ agissant, (c'est-à-dire les luminances, exprimées en unités arbitraires, excitées par des faisceaux de rayons X d'égales intensités et de compositions spectrales identiques) sont fonction de la proportion CdS, ZnS avec un optimum pour les mélanges par quantités égales en poids de CdS et de ZnS. Les courbes de la figure ci-après donnent un exemple des résultats obtenus pour des températures de cuisson de 1000°C avec une proportion de manganèse de 2.10^{-3}. Avec des proportions différentes de manganèse et des températures de cuisson différentes, les courbes obtenues présentent la même allure.

Les additions d'or améliorent donc non seulement les rapports de renforcement mais encore les sensibilités au champ agissant.

L'origine de l'effet électrorenforçateur reste encore obscure, il semble cependant que ces expériences soient en contradiction avec l'hypothèse d'une



Variations de la sensibilité aux rayons X, champ agissant,
des mélanges de CdS et ZnS activés par Mn et Au.

En abscisses : Proportion de CdS et ZnS dans le mélange.
Température de cuisson, 1000° C. Teneur en manganèse, 2.10^{-3}.

Teneurs en or :
Courbe I : ● pas d'or
» II : ○ 10^{-6} d'or
» III : + 5.10^{-6} d'or

électroluminescence sensibilisée par l'irradiation aux rayons X, hypothèse suivant laquelle il paraît difficile d'interpréter les actions notables de si faibles traces d'or. Ces expériences, en accord avec les résultats obtenus sur les déformations des bandes d'émission dans l'effet d'électrorenforcement ([2]), suggèrent plutôt de rechercher une interprétation du phénomène dans une déformation du réseau sous l'action du champ bien que les très faibles intensités de champ électrique susceptibles de produire un effet faible mais net (200 à 300 V/cm) paraissent elles-mêmes difficilement concevables dans cette dernière hypothèse.

(*) Séance du 18 novembre 1957.

(¹) G. et M. Destriau, *Congrès du printemps de l'Electrochemical Society*, Chicago, mai 1954; G. Destriau, J. Mattler, M. Destriau et H-E. Gumlich, *J. Electrochemical Soc.*, 102, nº 12, 1955, p. 682; M. Destriau, *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 2298; D. A. Cusano, *Phys. Rev.*, 98, 1955, p. 546.

(²) G. Destriau, *J. Phys. Rad.*, 17, 1956, p. 734; H. Gobrecht et H. E. Gumlich, *J. Phys. Rad.*, 17, 1956, p. 754.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Corrélation angulaire α — γ dans le* ^{239}Pu. Note (*) de M. **Georges-Yves Petit**, présentée par M. Frédéric Joliot.

Une expérience de corrélations angulaires entre les particules α du ^{239}Pu et le rayonnement γ de l'état excité de 51 keV de ^{235}U donne des résultats en accord avec le schéma de désintégration du ^{239}Pu (¹) comportant la cascade de spins et de parités $\frac{1}{2}+\xrightarrow{\alpha}\frac{5}{2}+\xrightarrow{\gamma}\frac{1}{2}+$ l'état final étant l'état métastable de l'^{235}U (²).

Nous avons mesuré la corrélation angulaire entre les α du ^{239}Pu et le rayonnement γ de 51 keV. Nous avons utilisé d'une part une chambre d'ionisation travaillant en impulsions et d'autre part un compteur à scintillation. L'appareillage d'amplification des impulsions et de leur sélection est le même que celui utilisé dans le cas des corrélations angulaires dans le $^{230}_{90}$Th(I_0) (³) excepté le système de coïncidences. Nous effectuons les coïncidences entre les particules α et les photons enregistrés par les détecteurs, le temps de résolution étant à 2.10^{-7} s. Un sélecteur d'amplitude à une bande reçoit les impulsions de l'amplificateur γ et n'envoie une impulsion ouvrant la voie α que si lui-même est commandé par une impulsion venant du système de coïncidence. Nous enregistrons donc une impulsion α sur le sélecteur d'amplitude à dix bandes chaque fois qu'un photon, en coïncidence avec une particule α, est dans le domaine d'énergie étudié.

Le cristal de INa utilisé est un cristal Harshaw (1″×1″) surmonté d'un diaphragme constitué par une feuille de plomb de 5 mm d'épaisseur percée d'un trou circulaire de 6 mm de rayon. La source est déposée en couche mince sur un support d'acier inoxydable de 1/10ᵉ de millimètre d'épaisseur. Elle est circulaire avec un rayon de 5 mm et elle est distante de 15 mm du diaphragme de plomb. La figure 1 représente les résultats expérimentaux corrigés des coïncidences fortuites. La durée totale de l'expérience est de 221 h 30 et le nombre d'impulsions enregistrées de 4147.

Nous avons tracé les courbes représentatives des fonctions de corrélations relatives aux cascades de spin $I_1 \rightarrow I \rightarrow I_2$; I_1 étant pris égal à 1/2, I_1 et I_2 à 1/2, 5/2, 7/2 suivant toutes les combinaisons possibles et 9/2 dans certains cas. Aucune des courbes tracées après y avoir apporté les corrections dues aux dimensions finies du détecteur et de la source et au passage dans le sélecteur à

10 canaux ne coïncide avec les points expérimentaux. Nous admettons donc l'hypothèse d'une atténuation de la corrélation due au couplage entre le

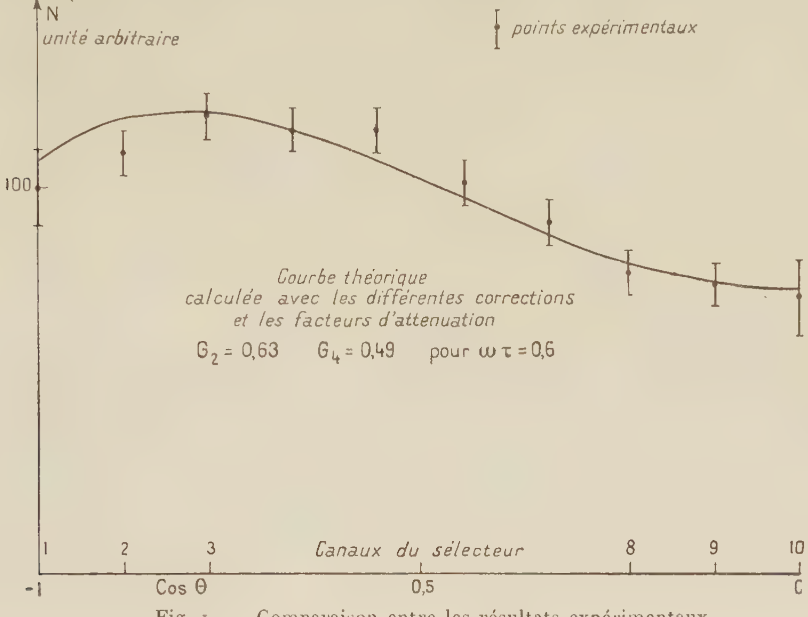


Fig. 1. — Comparaison entre les résultats expérimentaux et la courbe théorique atténuée de la cascade de spins $\frac{1^+}{2} \to \frac{5^+}{2} \to \frac{1^+}{2}$.

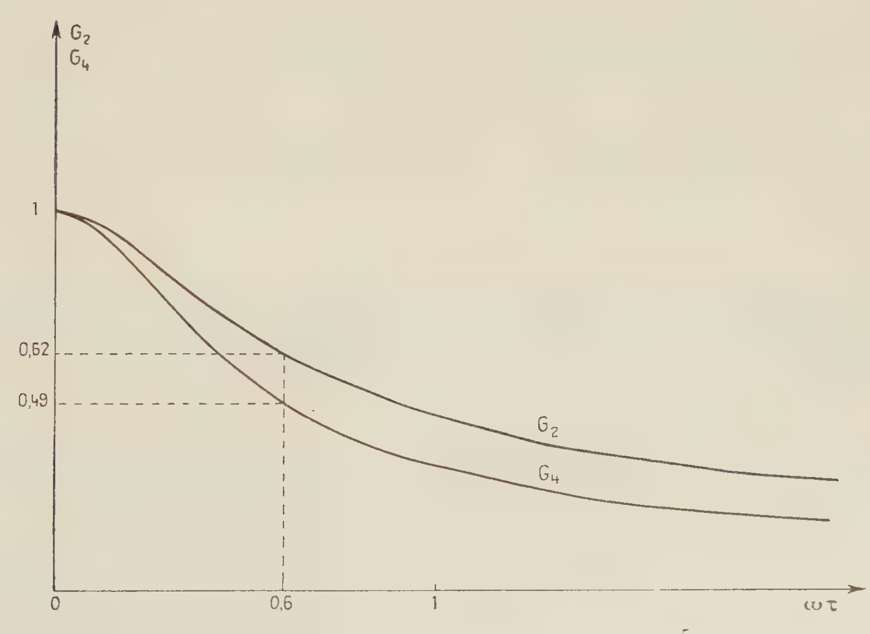


Fig. 2. — Facteurs d'atténuation G_2 et G_4 pour $I = \frac{5}{2}$.

moment quadrupolaire électrique du noyau dans l'état intermédiaire et d'un champ électrique cristallin provenant de la nature de la source. La figure 2

donne les courbes de variation des facteurs d'atténuation G_2 et G_4 en fonction de $\omega\tau$ pour un spin d'état intermédiaire $I = 3/2$; ω représente 2π fois la plus faible fréquence de résonance qui peut être observée dans le cas d'un quadrupole. τ représente le temps de vie moyen de l'état excité.

Nous avons tracé sur la figure 1 la courbe théorique relative à l'atténuation correspondant à $\omega\tau = 0,6$, corrigée en tenant compte d'une part des dimensions finies du détecteur et de la source et d'autre part du passage dans le sélecteur d'amplitude à 10 canaux, ce qui donne avec $G_2 = 0,62$ et $G_4 = 0,49$

$$W_{0,6}(\cos\theta) = 1 + 0,322\,P_2(\cos\theta) - 0,247\,P_4(\cos\theta),$$

P étant le polynome de Legendre d'ordre ν.

L'accord est satisfaisant avec les résultats obtenus. Il est intéressant de mettre en évidence par une mesure directe le spin $I = 5/2$ de l'état excité de 51 keV de l'^{235}U : nous avons ainsi une confirmation expérimentale pour ce noyau de la théorie de Bohr-Mottelson (4) cet état excité étant le deuxième niveau de la bande de rotation relative à $K = 1/2$. Nous essayons actuellement de mesurer la corrélation angulaire entre les rayons α et le rayonnement γ de 38 keV allant du deuxième niveau au premier niveau de cette bande de rotation.

(*) Séance du 18 novembre 1957.

(1) J. R. Huizenga, C. L. Rao et D. W. Engelkemeir, *Phys. Rev.*, 107, 1957, p. 319.

(2) F. Asaro et I. Perlman, *Phys. Rev.*, 107, 1957, p. 318.

(3) G. Valladas, J. Teillac, P. Falk-Vairant et P. Benoist, *J. Phys. Radium*, 16, 1955, p. 125.

(4) Bohr, Fröman et Mottelson, *Kgl. Domske Videnskab, Selskab, Mat. fys. Medd.*, 29, n° 10, 1955.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Étude du rayonnement β^+ émis par l'isomère à vie longue du technetium* 95. Note (*) de Mmes **Christiane Levi**, **Lily Papineau** et Mlle **Noëlle Saunier**, présentée par M. Frédéric Joliot.

Le spectre β^+ de ^{95}Tc(60 j) a été étudié ; c'est un spectre complexe dont les composantes ont les énergies maximales 680 ± 30 keV et 460 ± 30 keV et des intensités voisines. L'embranchement β^+ total est de l'ordre de 10^{-3} par désintégration. Leurs valeurs *ft* 9,7 et 9 indiquent des transitions de même type $\Delta I = 2$, oui.

Dans un article précédent (1), nous avions signalé l'incohérence entre les données expérimentales concernant l'émission β^- de ^{95}Tc(60 j) et le spin attribué au niveau à 200 keV de ^{95}Mo. La mesure du seuil de la réaction $^{95}Mo(p, n)^{95}Tc$ nous avait permis de montrer que l'énergie disponible pour une transition β^+ de ^{95}Tc au niveau fondamental de ^{95}Mo est de 710 ± 30 keV, et qu'une transition β^+ arrivant au niveau à 200 keV est énergétiquement possible.

Nous avons essayé, par des mesures de radioactivité, de mettre en évidence ce rayonnement β^+ et de mesurer son énergie.

Grâce à M. Aten Jr (²) qui nous a permis d'effectuer deux irradiations au synchrocyclotron d'Amsterdam, nous avons pu disposer de sources de $^{95}Tc + ^{97}Tc$.

Les séparations chimiques de technétium ont été effectuées au Commissariat à l'Énergie atomique de Saclay par Mlle J. Beydon.

La première source que nous avons eue n'était pas suffisamment intense pour être étudiée au spectromètre β. Nous avons mis en évidence les β^+ par des mesures de coïncidence $\gamma - \gamma$ avec sélection en énergie sur les deux voies. La source, entre écrans de cuivre, était placée en sandwich entre deux cristaux de INa.

1° Des coïncidences doubles entre γ d'annihilation ont montré l'existence de β^+ et ont permis de déterminer le rapport des intensités des rayonnements β^+ et γ de 200 keV : $\beta^+/\gamma = 1,1.10^{-3}$.

2° Nous avons mis en évidence les coïncidences $\beta^+ - \gamma$ 200 keV par des coïncidences triples dans deux cristaux (510 keV dans l'un et 510 + 200 = 710 keV dans l'autre). Nous avons trouvé qu'il arrive à peu près autant de β^+ au niveau à 200 keV et au fondamental.

Nous avons pu vérifier ces résultats avec une source un peu plus intense étudiée au spectromètre β.

L'embranchement β^+ étant très faible, le bruit de fond était important par rapport au phénomène étudié et il n'était pas possible de faire la mesure de la façon habituelle en comptant les impulsions qui dépassent un seuil de discrimination.

Nous avons vérifié, à l'aide du spectre β de ^{198}Au, que, si nous faisions l'analyse en amplitude sur un sélecteur à 10 canaux, des impulsions produites dans un plastique par des électrons monoénergétiques, nous obtenions un « pic ». Nous avons donc tracé le spectre β^+ de ^{95}Tc en effectuant, pour chaque valeur du champ, une analyse en amplitude des impulsions. Un pic correspondant à l'énergie des électrons se superposait au bruit de fond et il était possible de mesurer sa surface. Notre plastique avait 3 mm d'épaisseur; il était donc peu sensible aux γ d'annihilation. Nous avons trouvé deux spectres β^+ d'énergies maximales 680 ± 30 keV et 460 ± 30 keV en accord avec les résultats précédents. Ces deux spectres ont des intensités voisines.

Chaque point du spectre nous avait demandé plusieurs heures de mesure; il ne nous a pas été possible de tracer le spectre β^+ en coïncidence avec le γ de 200 keV. Nous avons seulement vérifié qu'à 250 keV il y avait des coïncidences $\beta^+ - \gamma$ 200.

Les valeurs de $\log ft$ calculées pour ces deux transitions β^+ sont 9,7 pour le spectre énergique et 9 pour le spectre mou; elles correspondent à des transitions $\Delta I = 2$, oui.

D'autre part, des mesures, en cours d'étude, du schéma de désintégration de ^{95}Tc (60 j) par coïncidences $\gamma-\gamma$ nous indiquent que le nombre des captures K allant à l'état fondamental de ^{95}Mo a été surestimé par les auteurs précédents [3]. Ce nombre serait inférieur à 10 %. Il pourrait y avoir des captures K arrivant au niveau à 200 keV avec un rapport d'embranchement voisin.

Dans ces conditions, le niveau à 200 keV et le niveau fondamental de ^{95}Mo semblent avoir des caractéristiques très voisines vis-à-vis de la désintégration β^+ de ^{95}Tc.

Peut-être le niveau à 200 keV de ^{95}Mo (42 protons — 53 neutrons) pourrait-il être de 5/2, comme le niveau fondamental, mais avec une configuration de protons différente.

(*) Séance du 18 novembre 1957.

(1) Instituut voor Kernphysisch Onderzoek, Amsterdam.

(2) C. Levi et L. Papineau, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1358.

(3) Medicus et al., *Helv. Phys. Acta*, 23, 1950, p. 299.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Répartition de points au hasard sur une surface. Application au voile dans les émulsions nucléaires.* Note (*) de M. **Max Morand**, Mlle **Marie-Cécile Le Gentil** et Mme **Simone Desprez-Rebaud**, présentée par M. Eugène Darmois.

Nous avons étudié la répartition de points au hasard sur une surface. Après avoir déterminé la densité ρ de ces points par unité de surface, nous avons évalué la moyenne l de la plus petite distance des points entre eux et le coefficient k défini par $l=k/\sqrt{\rho}$. Un rapprochement est fait, ensuite, avec l'observation des traces parmi le voile dans les émulsions nucléaires.

1. Sur une surface de 45×45 cm², nous plaçons 357 points dont les coordonnées sont tirées de tables de nombres au hasard. La précision du pointé se faisant au 1/5e de millimètre, les valeurs utilisées ont quatre chiffres et sont prises entre 0 et 4 500.

Nous devons d'abord vérifier que la répartition de ces points correspond bien à une distribution faite au hasard. Nous étudions donc la distribution du nombre de points N par carré de 5×5 cm². L'histogramme (*fig.* 1) semble conforme à une distribution de Poisson. La moyenne est 4,407 et la variance v est égale à 4,90. Le test χ^2 avec quatre degrés de liberté donne $\chi^2=4,83$. Nous pouvons donc affirmer que la répartition, avec une bonne précision, est bien une distribution de Poisson. Nous déduisons de cette étude la valeur de ρ, valeur moyenne sur toute la surface, ainsi que sa précision (erreur type) :

$$\rho=0,176\pm0,019 \text{ point/cm}^2.$$

2. Nous avons utilisé la répartition précédente pour calculer la moyenne de la plus petite distance entre les points. Les mesures se font directement sur la feuille de papier, en prenant les points deux par deux et en mesurant les distances avec un réglet qui nous permet d'apprécier le 1/4 de millimètre.

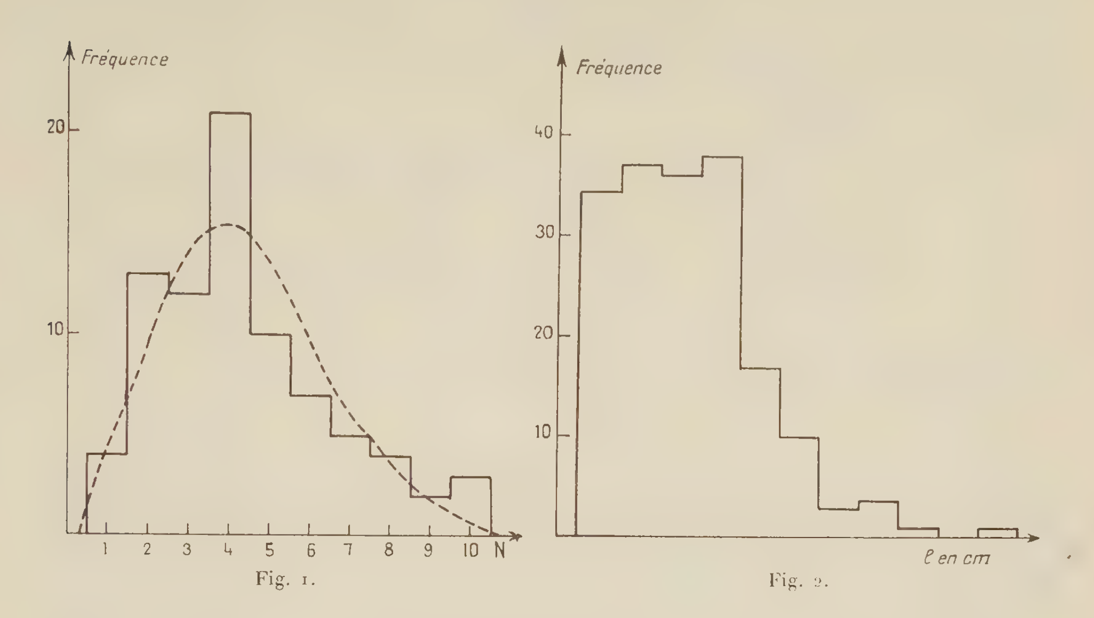


Fig. 1. Fig. 2.

Nous avons groupé ces 357 valeurs en 20 classes, ce qui conduit à la distribution donnée par la figure 2. La moyenne obtenue est 1,17 cm. En calculant l'erreur type, nous obtenons

$$l = 1,17 \pm 0,07 \text{ cm}.$$

L'ordre de grandeur de l'erreur type nous permet d'affirmer que la précision des mesures de longueur était suffisante.

D'après les valeurs de l et de ρ, le coefficient k de la relation $l = k/\sqrt{\rho}$ est égal à

$$k = 0,49 \pm 0,05.$$

3. Ce travail a été fait en vue de l'étude des émulsions nucléaires. Il est, en effet, facile de transposer les résultats précédents en supposant que le voile, dans une émulsion, est constitué de grains répartis au hasard dans le volume; mais puisque la portion d'émulsion vue à travers le microscope n'a qu'une épaisseur très faible et constante due à la profondeur de champ de l'objectif, il nous est encore possible de ne considérer le problème qu'à deux dimensions. (Toutefois, une remarque s'impose : il existe une petite distinction entre les deux cas; dans l'un, il s'agit de points au sens géométrique du terme; dans l'autre, de grains qui ont une dimension finie. Il sera nécessaire de faire une correction en tenant compte du diamètre moyen des grains de l'émulsion.)

Connaissant la densité des grains du voile, nous déduisons, à l'aide du coefficient k, la moyenne l de la plus petite distance entre ces grains. Une trace sera visible si la distance moyenne L entre ses grains est inférieure à l. Des mesures expérimentales faites par différents auteurs ([1]), ([2]), ([3]), ([4]), ([4']) nous permettent de dresser le tableau suivant, dans lequel la densité de la trace correspond à la valeur minimum de la densité pour laquelle la trace est encore visible au milieu du voile :

	Densité voile (μ^3).	ρ.	Densité trace par 100 μ.	Voile $l(\mu)$.	Trace $L(\mu)$.	$\alpha = \frac{l}{L}$.
([1])	–	25.10^{-4}	14	9,8	6,8	1,43
([2])	59.10^{-4}	177 »	47	3,7	1,8	2,07
	50 »	150 »	41	4,0	2,1	1,89
	27 »	81 »	33	5,4	2,7	2,03
	23 »	69 »	18	5,9	5,2	1,13
([3])	18 »	56 »	17	7,5	5,5	1,34
([4])	25 »	74 »	27,5	5,7	3,3	1,73
([4'])	125 »	373 »	27,5	2,6	3,3	0,79

Nous voyons que $\alpha = l/L$ est bien supérieur à 1, sauf dans le cas (4') où les grains des traces d'électrons lents ont été inclus dans le voile; tout en étant parasites par rapport à des traces au minimum d'ionisation, ils ne constituent pas des grains distribués au hasard.

A toute granulation donnée d'une trace au minimum d'ionisation, nous pouvons faire correspondre une limite maximum admissible de la densité de voile. La valeur de cette limite permet donc d'exprimer quantitativement certaines caractéristiques des émulsions nucléaires.

(*) Séance du 18 novembre 1957.

([1]) R. W. BERRIMAN, *Butterworths Scientific Publications*, London, 1951, p. 275.

([2]) R. W. BERRIMAN, *ibid.*, p. 281.

([3]) A. C. COATES, *ibid.*, p. 324.

([4]) et ([4']) TSAI CHU, *Thèse*, Paris, 1955, p. 4.

PHYSIQUE DES MÉTAUX. — *Mesure des constantes d'autodiffusion en du volume fer en phase α à l'aide des traceurs radioactifs.* Note (*) de MM. **CLAUDE LEYMONIE**, **PAUL LACOMBE** et **CÉSAR LIBANATI**, présentée par M. Pierre Chevenard.

L'application de la méthode de Krukov et Joukhovitsky à des plaquettes de fer, dans le domaine α, permet de déterminer, à l'aide des traceurs radioactifs, les constantes d'autodiffusion du fer cubique centré. On trouve ainsi que $Q = 64$ kcal/atome-g et $D_0 = 18\ \mathrm{cm^2/s}$.

Nous avons été conduits à étudier l'autodiffusion en volume du fer en phase α à la suite de l'étude cinétique de G. Cizeron ([1]) sur le frittage des poudres de

fer : dans certaines conditions, la vitesse de frittage en phase α semble régie par un phénomène d'autodiffusion en volume, comme le suggère la comparaison entre l'énergie d'activation de frittage et les diverses valeurs connues de l'énergie d'activation d'autodiffusion, mesurées à l'aide des isotopes radioactifs. Ces valeurs sont rassemblées dans le tableau ci-dessous.

Auteurs.	Référence.	Intervalle de température étudié (°C).	Énergie d'activation (Q kcal/at-g).	Facteur de fréquence (D_0 cm²/s).
C. E. Birchenall et R. F. Mehl...	(2)	700-910	73,2	2 300
F. S. Buffington, I. D. Bakalar et M. Cohen..................	(3)	810-910	59,7	5,8
V. M. Golikov et V. T. Borisov...	(4)	–	67	
G. Cizeron et P. Lacombe.......	(1)	–	58 à 78	–

On observe une assez grande dispersion des valeurs de l'énergie d'activation Q et du facteur de fréquence D_0 qui s'introduisent dans l'équation d'Arrhénius

$$D = D_0 \exp\left(-\frac{Q}{RT}\right). \tag{1}$$

Ces écarts peuvent avoir pour origine, outre les difficultés expérimentales que l'on rencontre dans la mesure des faibles coefficients de diffusion ($D \sim 10^{-12}$ cm²/s), l'existence de la diffusion intergranulaire qui, comme nous l'avons montré (5), n'est pas négligeable au-dessous de 850° C.

Nous avons repris les mesures de Q et de D_0 à l'aide de la technique des traceurs radioactifs; nous n'avons pu nous adresser à la méthode de sectionnement, les coefficients à mesurer étant assez faibles. Nous devions donc choisir notre méthode dans la catégorie des techniques d'absorption et utiliser des monocristaux au-dessous de 850° C, pour supprimer l'effet de la diffusion intergranulaire. On ne peut appliquer la méthode de décroissance superficielle dans sa forme habituelle, car elle nécessite la connaissance de la loi d'absorption des rayonnements; la loi d'absorption exponentielle ne peut être utilisée, si comme dans nos expériences, on utilise un isotope émettant différents rayonnements, à la fois électromagnétiques et corpusculaires. Nous avons donc fait appel à la technique décrite par S. N. Krukov et A. A. Joukhovitsky (6). Elle permet de mesurer de faibles coefficients de diffusion, *même si les lois d'absorption des rayonnements ne sont pas connues*. Son principe est le suivant : on dépose à la surface d'une mince plaquette d'épaisseur comprise entre 50 et 100 μ une couche très mince des isotopes radioactifs choisis. On mesure après des recuits isothermes de durée croissante les activités I_1 et I_2 des deux faces de l'échantillon. Dans ces conditions, on montre que, après un temps de recuit t, suffisant, on a la relation

$$\text{Log}\,\frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2} = A - \frac{\pi^2 D}{l^2}\,t. \tag{2}$$

A étant une constante, l l'épaisseur de la plaquette et D le coefficient de diffusion.

Pour réaliser nos expériences, nous avons utilisé des échantillons de fer Armco. L'utilisation de ce métal, dont la pureté n'est que de 99,7 % est justifiée par la nécessité d'obtenir facilement de gros cristaux par recristallisation secondaire ([7]). Ces gros cristaux sont ensuite découpés et amenés à l'épaisseur désirée par dissolution électrolytique. Ils sont alors recouverts d'un mélange des isotopes ^{55}Fe (émetteur X) et ^{59}Fe (émetteur β et γ) à l'aide de la méthode électrolytique précédemment décrite ([5]). Ils sont scellés sous vide en tube de silice, après élimination complète des traces d'oxygène par chauffage sur des copeaux d'uranium décapé. Périodiquement, les activités I_1 et I_2 sont mesurées à l'aide d'un compteur de Geiger à fenêtre de mica; ainsi le rayonnement X et la majeure partie du rayonnement γ sont éliminés. Après un temps de recuit suffisant, nous avons pu vérifier l'exactitude de la relation (2) (*fig.* 1).

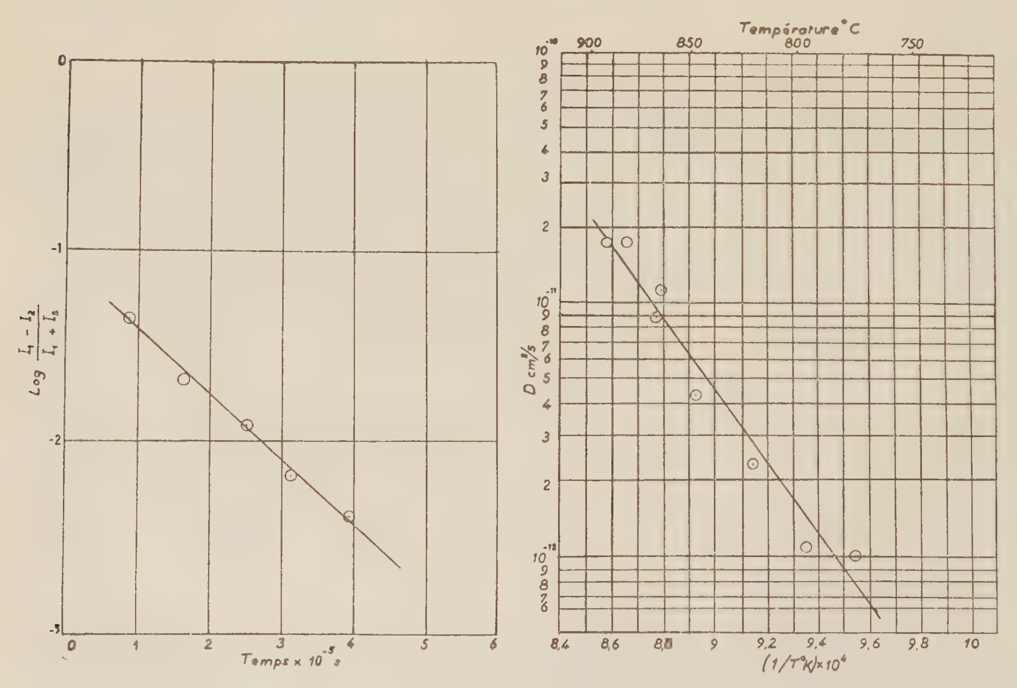


Fig. 1. — Exemple de variation de Log $\frac{I_1-I_2}{I_1+I_2}$ en fonction du temps de recuit, t. Échantillons d'épaisseur $l = 72$ μ. Température de recuit : 883°C.

Fig. 2. — Variation du coefficient de diffusion D, en fonction de $1/T$, inverse de la température absolue.

En répétant ces mesures à différentes températures, nous avons pu tracer la courbe Log D $= f(1/T)$, T étant la température absolue de recuit. La figure 2 donne les résultats obtenus. La pente de la courbe, déterminée par la méthode des moindres carrés permet de donner comme valeur d'énergie d'activation du

phénomène Q = 64 kcal/atome-g. Il est également possible de déterminer la valeur du coefficient D_0, soit 18 cm^2/s. La valeur de D_0 est en accord avec les prévisions théoriques; la valeur de Q est proche des déterminations les plus récentes.

(*) Séance du 18 novembre 1957.

(1) *Thèse*, Paris, 1957; G. Cizeron et P. Lacombe, *Rev. Mét.*, 52, 1955, p. 771.

(2) *Trans. A. I. M. E.*, 188, 1950, p. 1374.

(3) *The Physics of Powder Metallurgy*, Mac Graw-Hill, New-York, 1951, p. 92.

(4) *Problemu metallovedeniia i fiziki metallov*, *Symp.* 4, 1955, p. 528.

(5) C. Leymonie et P. Lacombe, *Rev. Métall.*, 54, 1957, p. 653.

(6) *Doklady Akad. Nauk S. S. S. R.*, 90, 1953, p. 379.

(7) P. Coulomb, *Métaux et Corrosion*, 31, 1956, p. 451; P. Coulomb et P. Lacombe, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 494.

(*Centre de Recherches Métallurgiques de l'École Nationale Supérieure des Mines de Paris.*)

CHIMIE MINÉRALE. — *Action du potassium sur les charbons non graphités.*

Note (*) de Mme **Nicole Platzer**, présentée par M. Louis Hackspill.

L'action du potassium sur les charbons non graphités permet de distinguer les charbons graphitisables des charbons non graphitisables. Les premiers donnent des composés d'insertion et adsorbent en outre le métal. Pour les seconds il y a seulement adsorption de potassium et à haute température la graphitisation reste limitée à la surface des grains.

On sait que certains métaux alcalins, potassium, césium, rubidium, réagissent sous vide avec le graphite pour donner des composés d'insertion, Hérold (1) par l'étude isobare du système graphite-potassium a établi en particulier la formule des composés définis C_8K et $C_{24}K$. Il s'agit d'une réaction topochimique. La répartition régulière suivant un réseau hexagonal des atomes de carbone dans des plans parallèles et la possibilité pour ces plans faiblement liés entre eux de s'écarter sont les éléments qui jouent un rôle prépondérant. Nous savons que cet arrangement des atomes de carbone existe dans tous les charbons non graphités, les charbons graphitisables possédant seuls la seconde propriété, possibilité d'écartement des plans 002 d'après R. Franklin (2).

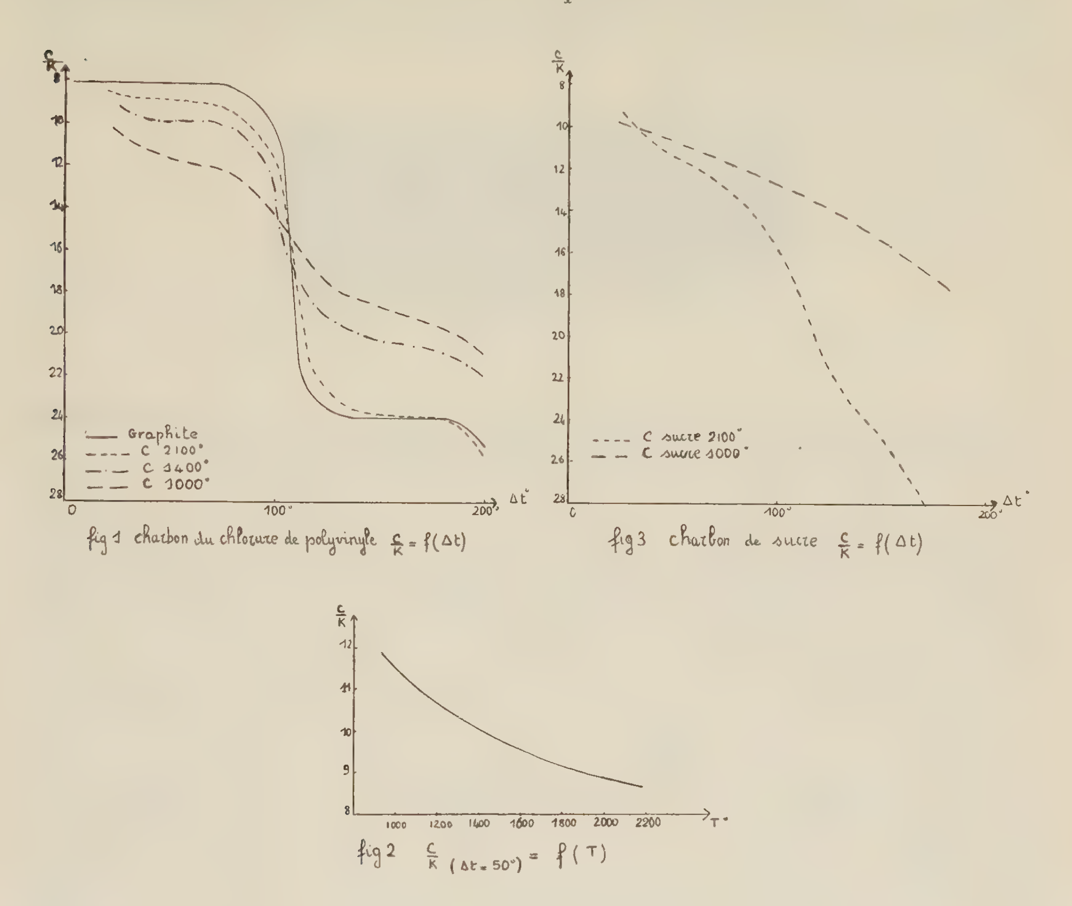
Tous les charbons non graphités mis en présence de potassium forment une bouillie argentée. Ayant observé que cette réaction conduit à des produits différents suivant le charbon utilisé nous avons été amenée à distinguer les « charbons graphitisables » des « charbons non graphitisables ».

Charbons graphitisables. — R. Franklin (3) a montré que l'on obtient par pyrolyse du chlorure de polyvinyle à l'abri de l'air un charbon graphitisable. C'est celui que nous avons choisi pour nos expériences. Ce charbon

réagit qualitativement d'une manière analogue au graphite. Le potassium se fixe facilement; on note un fort gonflement qui provoque une pulvérisation de l'échantillon. Après élimination de l'excès de métal, cette poudre mise en présence d'air brûle spontanément. L'étude quantitative est faite comme dans le cas du graphite en déterminant la courbe $C/K = f(\Delta t)$, C/K représentant le rapport carbone-potassium en nombre d'atomes dans le composé et Δt étant la différence de température entre le potassium libre à 250° C et le composé charbon-potassium ([1]). Pour le graphite, la courbe comporte deux paliers horizontaux correspondant à C_8K jaune mordoré et $C_{24}K$ bleu acier, de part et d'autre de $\Delta t = 100°$. Pour le charbon du chlorure de polyvinyle, ces deux paliers sont inclinés ce qui montre la simultanéité des phénomènes d'insertion et d'adsorption (*fig.* 1). Nous avons chauffé des échantillons préparés à 1000° C à des températures T croissantes pour atteindre et même dépasser la température de début de graphitisation 1750° C. Les composés obtenus alors donnent des courbes qui évoluent de manière continue lorsque T croît : les paliers sont de moins en moins inclinés et les valeurs moyennes de C/K pour les produits riche et pauvre s'écartent l'une de l'autre. Au-delà de T supérieure à 1750° C on tend vers la courbe du graphite. Le produit riche est brun pour T = 1000° C; il devient roux pour T = 1600° C, rouge pour T = 1800° C et rouge-jaune pour T = 2 100° C. De plus pour les échantillons préparés à température T au moins égale à 1800° C on peut identifier par sa couleur bleue le produit correspondant au deuxième palier. On peut tracer la courbe donnant la valeur du rapport C/K pour $\Delta t = 50°$ C en fonction de la température de préparation T (*fig.* 2). C'est une courbe sans aucune discontinuité montrant une évolution continue de la structure cristalline, c'est-à-dire croissance des plans 002 en surface et augmentation du nombre de plans parallèles formant les feuillets. Seule la couleur bleue du composé pauvre marque le début de la graphitisation. Si l'on prépare le charbon du chlorure de polyvinyle à des températures inférieures à 1000° C (700, 800, 900°, par exemple) la valeur du rapport C/K, médiocrement reproductible, se situe très loin de la courbe 2. Il y a une forte adsorption. Donc vers 1000° C il se manifeste une prégraphitisation déjà signalée ailleurs [Brusset ([4]), N. Platzer ([6])].

Charbons non graphitisables. — Nous décrirons les phénomènes observés dans le cas du charbon de sucre préparé à partir du saccharose en notant qu'ils sont identiques dans le cas du charbon obtenu à partir du chlorure de polyvinylidène. Un échantillon de charbon de sucre a été chauffé à 1000° C dans l'azote très pur. Le potassium liquide en mouille très difficilement la surface et la bouillie argentée se forme sans aucun gonflement. Après élimination de l'excès de métal, le charbon a gardé la même granulométrie et le même aspect noir brillant; il ne brûle pas à l'air. La courbe

$C/K = f(\Delta t)$ ne présente aucun palier et aucune discontinuité au voisinage de $\Delta t = 100°$ C. Le potassium semble donc retenu dans les lacunes des cristallites par adsorption et dissimulé à l'action de l'oxygène; il n'y a pas d'insertion réelle avec écartement des plans 002. Pour vérifier l'influence



d'une température de préparation supérieure à $T = 1750°$ C, un autre échantillon a été chauffé à 2 100° : le potassium se fixe alors à l'état de vapeur en donnant successivement un produit bleu, puis un produit rouge tandis que le potassium liquide le mouille mal et forme difficilement une bouillie argentée sans gonflement visible. A l'air, le produit rouge ne brûle pas. Il devient bleu puis noir avec un très léger dégagement de chaleur. Sur la courbe $C/K = f(\Delta t)$ les paliers sont réduits à de simples points d'inflexion (*fig.* 3). Nous avons pu démontrer que le produit coloré se forme seulement à la surface des grains en chauffant à 2 100° C simultanément des grains de grosseur supérieure à 0,315 mm et des grains inférieurs à 0,040 mm. Les premiers sont ensuite broyés et tamisés; la poudre obtenue donne alors avec le potassium un produit brun sombre avec des points brillants. Au contraire, les grains qui étaient inférieurs à 0,040 mm

avant d'être chauffés à 2 100° C donnent, eux, un composé rouge brillant. A haute température, l'arrangement suivant la structure du graphite se fait à l'extérieur des grains sans pouvoir se développer à l'intérieur à cause des fortes liaisons latérales échangées par les atomes périphériques des feuillets plans.

(*) Séance du 18 novembre 1957.
(1) *Comptes rendus*, 232, 1951, p. 838.
(2) *Comptes rendus*, 232, 1951, p. 232.
(3) *Proy. Roy. Soc. London*, A 209, p. 196.
(4) *Bull. Soc. Chim.*, 1949, p. 49.
(5) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2932.

(*Laboratoire de Chimie minérale* A, *Sorbonne.*)

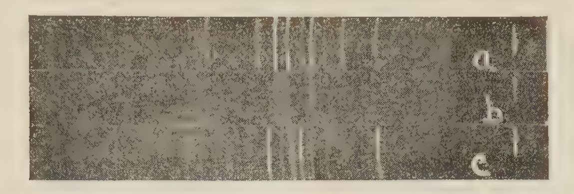
CHIMIE MINÉRALE. — *Sur les polyphosphates de sodium.* Note de M. **André Boullé** et M[lle] **Claudine Morin**, présentée par M. Paul Lebeau.

Préparation du triphosphate $P_3O_{10}Na_3H_2$, 1,4 H_2O. Formation d'une nouvelle variété de diphosphate (pyrophosphate $P_2O_7Na_2H_2$) au cours de l'évolution thermique : *a.* du triphosphate précédent; *b.* des produits de neutralisation d'acides polyphosphoriques résultant du chauffage de PO_4H_3 sous vide.

Nous avons préparé le triphosphate trisodique $P_3O_{10}Na_3H_2$ en suivant le mode opératoire décrit précédemment pour le sel correspondant de potassium (1). Le produit de départ est le triphosphate neutre $P_3O_{10}Na_5$, 6 H_2O (2). Un poids connu de ce sel est dissous dans la quantité calculée de ClH normal; par addition d'alcool à la solution il précipite une substance huileuse qui cristallise par maintien à basse température; les cristaux recueillis et séchés à froid sous vide répondent d'après l'analyse à la formule $P_3O_{10}Na_3$, H_2 1,4 H_2O. L'emploi d'un acide fort (ClH) est indispensable; Huber (3) dans des essais analogues n'a obtenu qu'un mélange de sels en utilisant l'acide acétique. Cette remarque est d'ailleurs assez générale; en effet, alors que dans le cas du potassium nous avons obtenu du pyrophosphate dipotassique $P_2O_7K_2H_2$ par action de l'acide acétique sur le pyrophosphate neutre $P_2O_7K_4$ (4), dans le cas du sodium nous avons constaté que l'action sur le pyrophosphate neutre $P_2O_7Na_4$ respectivement, de l'acide acétique et de l'acide chlorhydrique, conduit au pyrophosphate trisodique $P_2O_7Na_3H$, H_2O et au pyrophosphate disodique $P_2O_7Na_2H_2$.

Le triphosphate acide $P_3O_{10}Na_3H_2$, 1,4 H_2O préparé est caractérisé par son diagramme X de poudre (*fig.*); la chromatographie sur papier (5) indique qu'il s'agit d'un triphosphate pur; son évolution thermique a été suivie par analyse thermogravimétrique et au cours de chauffages sous vide. Le tracé des

courbes de thermobalance ($V = 100°/h$) montre qu'une première perte d'eau correspondant à $0,9 H_2O$ a lieu entre 140 et 165°; la déshydratation se termine de 250 à 300°, le produit final est le polyphosphate appelé sel de Maddrell [mélange des variétés B et D ([6])]. Le corps en cours d'évolution entre 165 et 250° (palier de la courbe) a une composition correspondant à la formule $P_2O_7Na_2H_2$ mais son diagramme X est différent de celui du pyrophosphate



Diagrammes X de poudre (chambre Seeman-Bohlin $\Phi = 60$ mm; λ : $K\alpha_1$ de Cu).
a : $P_2O_7Na_2H_2\alpha$; *b* : $P_2O_7Na_2H_2\beta$; *c* : $P_3O_{10}Na_3H_2$, $1,4H_2O$.

disodique habituel (que nous désignons par α) (*figure*) provenant de la déshydratation de l'orthophosphate PO_4NaH_2 à 220°. Le nouveau diagramme X ne présente que quelques raies assez floues (*figure*) et pourtant l'examen microscopique révèle un corps bien cristallisé sans phase amorphe ; de plus les chromatogrammes sont ceux d'un pyrophosphate ; il faut donc admettre l'existence d'une nouvelle variété de pyrophosphate disodique $P_2O_7Na_2H_2$ que nous désignons par β; elle résulte de la transformation du triphosphate entre 140 et 165° que l'on peut représenter par la réaction

$$2(P_3O_{10}Na_3H_2,\ 1,4H_2O) \rightarrow 3P_2O_7Na_2H_2 + 1,8\,H_2O\nearrow.$$

Cette transformation a été également observée lors de chauffages isothermes du triphosphate à 150° sous vide et confirmée par l'analyse thermique différentielle.

Parmi les produits obtenus par Jary ([7]) lors de la neutralisation des acides résultant du chauffage sous vide à diverses températures de PO_4H_3, certains ont le spectre de la variété β, mais ils n'avaient pas été identifiés comme pyrophosphate. Avec le même mode opératoire, il a été préparé entre 200 et 300°, une série d'acides polyphosphoriques dont les longueurs moyennes de chaînes varient de 2 à 15. Ils ont été ensuite, à 0°, dissous puis neutralisés (acidités fortes). Dans tous les cas il se forme, lors d'une précipitation par l'alcool, des substances huileuses qui après séchage à basse température sous vide donnent pour le premier terme $n = 2$ du pyrophosphate β et pour les termes supérieurs des produits amorphes. Le pyrophosphate β est pratiquement pur; les chromatogrammes ne révèlent qu'une très légère trace d'ortho et de triphosphate. Les produits amorphes d'hydratation variable, séchés suffisamment longtemps à froid sous vide, ne retiennent plus qu'environ 8 % d'eau, soit la quantité nécessaire pour que ces polyphosphates puissent se trans-

former en pyrophosphate disodique :

$$P_nO_{3n+1}Na_nH_2,\ mH_2O \rightarrow \frac{n}{2}P_2O_7Na_2H_2, \qquad \text{avec} \quad m \sim \frac{n-2}{2}.$$

Précisément, lors de chauffages sous vide, la transformation est observée à 150°; elle conduit à du pyrophosphate β sans apparition de triphosphate intermédiaire d'après l'examen des chromatogrammes des produits en cours d'évolution. Cette transformation s'observe également avec des corps pour lesquels $n > 15$, provenant du polyphosphate vitreux de Graham. La dissolution de ce sel suivie d'une précipitation par l'alcool donne des substances huileuses analogues aux précédentes.

Signalons enfin que la neutralisation des acidités fortes d'une solution d'acide $P_2O_7H_4$ (résultant de l'attaque d'un poids connu de $P_2O_7Ag_4$ par la quantité théorique de ClH et filtration de ClAg) suivie d'une précipitation par l'alcool, donne du pyrophosphate α.

En conclusion : 1° nous avons constaté que le pyrophosphate disodique peut exister sous deux formes cristallines α et β correspondant à deux modes de préparation de l'acide pyrophosphorique. La variété α déjà connue (déshydratation de PO_4NaH_2) résulte de la neutralisation d'acide préparé par l'intermédiaire de $P_2O_7Ag_4$. La variété β, nouvelle, a été mise en évidence lors de la neutralisation d'acide provenant du chauffage de l'acide orthophosphorique.

Ces deux variétés se comportent d'une manière analogue :

a. lors d'une neutralisation par la soude qui conduit au pyrophosphate neutre $P_2O_7Na_4$ habituel ;

b. au cours de leur évolution thermique dont le terme final est le mélange connu de sel de Maddrell et de trimétaphosphate.

2° Nous avons observé pour tous les polyphosphates ($2 < n < 15$) étudiés une transformation à 150° sous vide en pyrophosphate β sans triphosphate trisodique intermédiaire. La détermination habituelle des longueurs moyennes de chaînes [méthode potentiométrique de Van Mazer ([8])] ne permet pas de préciser si les longues chaînes se scindent en fournissant directement du pyrophosphate β ou si au contraire elles donnent transitoirement des chaînes moins longues.

L'ensemble de nos résultats peut être représenté par le schéma suivant :

$$PO_4H_3 \xrightarrow[\text{Sous vide}]{200°} P_2O_7H_4$$

$$P_2O_7H_4 \xrightarrow{\text{Dissous et neutralisé}} P_2O_7Na_2H_2\,\beta \leftarrow \begin{cases} \text{Triphosphate } P_3O_{10}Na_3H_2,\ 1{,}4H_2O \\ \text{Polyphosphates hydratés, origine} \begin{cases} \text{Chauffage de } PO_4H_3 \\ \text{Sel de Graham} \end{cases} \end{cases}$$

$$PO_4H_3 \rightarrow PO_4Na_2H \quad PO_4NaH_2 \xrightarrow{220°} P_2O_7Na_2H_2\,\alpha$$

$$PO_4Na_2H \xrightarrow{350°} P_2O_7Na_4 \rightarrow P_2O_7Ag_4 \xrightarrow{ClH} P_2O_7H_4 \text{ en sol.} \xrightarrow{\text{Neutralisé}} P_2O_7Na_2H_2\,\alpha$$

(1) A. Boullé, Mme M. Dominé-Berges et Mlle C. Morin, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 1772.
(2) E. Thilo et H. Seemann, *Z. anorg. allgem. Chem.*, 267, 1951, p. 65-75.
(3) H. Huber, *Z. anorg. allgem. Chem.*, 230, 1936, p. 123-128.
(4) Schwarzenberg, *Ann. der Chem. v. Pharm.*, 65, 1848, p. 133.
(5) J. P. Ebel, *Thèse Doct. Sc. Phys.*, Strasbourg, 1951.
(6) A. Boullé, *Ann. Chim.*, 11e série, 17, 1942, p. 213.
(7) R. Jary, *Ann. Chim.*, 13e série, 2, 1957, p. 58-104.
(8) J. R. Van Wazer, E. J. Griffith et J. F. Mac Cullough, *Anal. Chem.*, 26, 1954, p. 1755-1759.

(*Laboratoire de Chimie de l'École Nationale Supérieure des Mines, Paris.*)

CHIMIE MINÉRALE. — *Sur le nitrure de silicium.*

Note de MM. **Jules Lamure** et **Michel Billy**, présentée par M. Paul Pascal.

Par réaction de l'azote sur le silicium à haute température, on n'obtient que le nitrure Si_3N_4. Nous l'avons isolé et en avons défini les propriétés. Il cristallise dans le système orthorhombique. Les nitrures Si_2N_3 et SiN, indiqués autrefois, ne se forment pas.

Weiss et Engelhardt (1), en 1910, ont admis l'existence de trois nitrures de silicium : Si_3N_4, Si_2N_3 et SiN. Les deux derniers n'ont jamais été retrouvés depuis. Nous avons repris l'étude de la réaction de l'azote sur le silicium et contrôlé l'expérimentation de Weiss et Engelhardt dans le but de rechercher l'existence de ces nitrures.

Dans une enceinte jaugée et vide, on introduit des quantités connues de silicium et d'azote; on suit l'évolution de la nitruration en fonction du temps et de la température au moyen de la variation de la pression. L'azote absorbé est déterminé par mesure du volume gazeux restant après établissement de l'équilibre et par l'augmentation de poids du silicium. Les produits sont identifiés par les rayons X.

1° La réaction silicium-azote débute à $1240 \pm 10°$ C, mais elle est extrêmement lente et s'arrête pratiquement lorsque la surface du silicium est entièrement recouverte par le nitrure formé. Celui-ci est donc imperméable aux éléments réagissants.

Au-dessus de 1315°, on note une augmentation brusque dans l'absorption. La nitruration isotherme se traduit alors par une loi logarithmique du temps. On peut interpréter cette discontinuité comme un phénomène lié à l'accélération de la vitesse de cristallisation du nitrure. La surface du silicium serait en partie découverte et la réaction pourrait se poursuivre jusqu'à ce que l'enchevêtrement des cristaux empêche de nouveau l'azote de pénétrer.

La réaction n'est cependant complète qu'au-dessus du point de fusion

du silicium (1410°). En effet, la tension de vapeur du silicium crée alors des tensions internes et il se forme des craquelures dans la couche de nitrure. Celle-ci présentant une microporisité désordonnée ne constitue plus qu'un écran imparfait à l'accès de l'azote. L'évolution en fonction du temps, conditionnée par la prise en charge de l'azote à la surface du silicium, est alors linéaire et la réaction devient complète.

Elle correspond à l'absorption de 2 mol d'azote par 3 atomes de silicium et conduit au nitrure Si_3N_4.

Ainsi, des quantités de silicium égales à 3,594 et $4,670.10^{-2}$ atomes ont absorbé 2,383 et $3,091.10^{-2}$ mol d'azote, ce qui correspond aux rapports atomiques N/Si = 1,326 et 1,324. (Théorie pour Si_3N_4 : 1,333.)

La moyenne des analyses a donné la composition : calculé %, N 39,96; Si 60,04; trouvé %, N 39,67; Si 59,74.

2° Le nitrure de silicium Si_3N_4 a l'aspect d'une poudre blanche constituée de fines aiguilles cristallines visibles au microscope.

Le diagramme de poudre ($CuK\alpha_1$) qui présente 94 raies a une similitude frappante avec celui du nitrure de germanium Ge_3N_4. En supposant les deux nitrures isomorphes, nous avons pu indexer les 25 premières raies de Si_3N_4. Ce nitrure appartient au système orthorhombique. Ses paramètres cristallins sont

$$a = 13,14\ \text{Å}; \quad b = 8,60\ \text{Å}; \quad c = 7,74\ \text{Å},$$
$$a:b:c :: 1,528:1:0,900$$

et ceux du nitrure de germanium (²)

$$a = 13,84\ \text{Å}; \quad b = 9,06\ \text{Å}; \quad c = 8,18\ \text{Å},$$
$$a:b:c :: 1,528:1:0,903.$$

La masse spécifique, calculée à partir des données des rayons X sur la base de 12 mol par maille du réseau, est égale à 3,17 g/ml. La mesure directe donne 3,120 + 0,005 g/ml.

Ce nitrure est chimiquement très stable. Les lessives alcalines sont sans action sur lui; il n'est que très difficilement attaqué par les acides sulfurique ou fluorhydrique concentrés et même par les carbonates fondus. Enfin, bien que l'oxygène soit sans action à 1000°, les oxydes métalliques réagissent à la température de leur dissociation. Cette propriété permet le dosage de l'azote et du silicium par attaque sous vide au moyen de l'oxyde de plomb ou du bioxyde de sodium.

3° Weiss et Engelhardt affirmaient avoir obtenu les composés Si_2N_3 et SiN en traitant les produits de nitruration incomplète du silicium par une solution de potasse à 20 % ou par un mélange des acides fluorhydrique et nitrique concentrés.

Ce mode de préparation paraît étrange. Pour l'expliquer il faudrait

admettre qu'il se forme un ou plusieurs nitrures intermédiaires, Si_3N_4 n'étant que le terme final de la nitruration, ou que les deux composés Si_2N_3 et SiN sont des produits de dégradation de Si_3N_4. En reprenant point par point l'expérimentation de ces auteurs nous sommes arrivés aux conclusions suivantes :

a. Il n'existe pas de nitrure intermédiaire dans la formation de Si_3N_4 quels que soient la température ou le degré d'évolution de la réaction, les diagrammes X ne contenant que les raies de Si_3N_4 et celles du silicium;

b. Les lessives alcalines sont sans action sur Si_3N_4;

c. Les résidus de l'attaque acide correspondent uniquement à Si_3N_4, comme l'ont montré l'analyse et l'examen aux rayons X.

La révision des données analytiques mêmes de Weiss et Engelhardt confirment ces conclusions. Ayant dosé l'azote et le silicium dans les produits obtenus, ils attribuaient à de l'oxygène uni au silicium la différence entre le poids de l'échantillon et le poids retrouvé par l'analyse. Ils en déduisaient des teneurs en silice libre de l'ordre de 20 %. De tels pourcentages incompatibles avec les traitements à FH et SO_4H_2 appliqués aux produits provenaient certainement d'erreurs systématiques d'environ 10 % sur le dosage du silicium et de l'azote. Ces erreurs se reportant sur l'évaluation du silicium, la valeur du rapport atomique N/Si ainsi obtenue augmente avec elles. Il a été facile de montrer que la composition du présumé nitrure Si_2N_3 est celle de Si_3N_4.

Enfin, les données des auteurs sur les rendements en nitrure et la mesure des masses montrent que le produit considéré comme le nitrure SiN contient encore 20 % de silicium libre.

En conclusion, l'existence des composés SiN et Si_2N_3 ne semble pas justifiée et le seul nitrure issu de la réaction de l'azote sur le silicium à haute température est Si_3N_4.

(1) L. Weiss et T. Engelhardt, *Z. anorg. Chem.*, 65, 1910, p. 38.
(2) W. C. Leslie, K. G. Carroll et R. M. Fisher, *J. Metals*, 4, 1952, p. 204.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Application des magnésiens vinyliques à la synthèse de cétones α-éthyléniques*. Note (*) de M. **Gérard Martin**, présentée par M. Marcel Delépine.

Une nouvelle méthode de préparation des cétones α-éthyléniques par condensation des composés organomagnésiens vinyliques avec les anhydrides d'acides, est décrite.

Les difficultés rencontrées dans les essais de préparation des cétones α-éthyléniques à partir des magnésiens vinyliques nous avaient conduit à mettre au

point une méthode indirecte ([1]). Les chlorures d'acides réagissent en effet sur le tétrahydrofuranne, solvant de la réaction magnésienne, dès la température ordinaire, en présence du chlorure de magnésium formé. Nous avons pu toutefois, en opérant à basse température (vers — 40°) et, en inversant l'ordre des réactifs, aboutir à des rendements voisins de 40 %, donc assez comparables aux rendements moyens 40-60 % donnés par les magnésiens saturés.

Par contre, l'ouverture du noyau tétrahydrofurannique par les anhydrides d'acides étant bien plus difficile qu'avec les chlorures, la réaction secondaire due au solvant n'était plus à craindre.

Or Fournier ([2]) a montré que l'action des anhydrides d'acides sur les magnésiens pouvait être arrêtée au stade cétone, bien qu'avec de faibles rendements. Plus tard, Newman et ses collaborateurs ([3]) ont perfectionné la méthode et montré qu'à basse température le rendement en cétone pouvait atteindre 80 %.

L'addition d'un magnésien vinylique à un excès d'anhydride d'acide en solution dans le tétrahydrofuranne, fortement refroidie (— 60 à — 70°), constitue une méthode directe et satisfaisante de préparation des cétones α-éthyléniques, comme il résulte de rendements indiqués ci-dessous. La réaction peut s'écrire

$$2\text{—}\underset{|}{C}\text{=}\underset{|}{C}\text{—MgBr} + 2(R\text{—}CO)_2O \rightarrow 2\text{—}\underset{|}{C}\text{=}\underset{|}{C}\text{—CO—R} + MgBr_2 + (R\text{—CO—O})_2Mg.$$

Le procédé peut conduire, comme il a été indiqué pour d'autres réactifs ([4]), à une structure géométrique définie. Toutefois les bromures de départ n'ayant pas été préalablement séparés en leurs isomères cis et trans, les cétones décrites sont elles-mêmes des mélanges.

Tableau I.

Cétone α-éthylénique.	É (pmm) (°C).	n_D^{20}.	d_4^{20}.	Rdt (%).	2.4 DNP F (°C).
$CH_3CO\text{—}CH\text{=}CHCH_3$..........	122	1,4360	0,857	80	158
$CH_3(CH_2)_2CO\text{—}C(CH_3)\text{=}CH_2$...	42_{20}	1,4455	0,852	66	150
$CH_3(CH_2)_5CO\text{—}CH\text{=}CHCH_3$...	112_{18}	1,4500	0,835	70	72
$CH_3CO\text{—}CH\text{=}C(CH_3)C_6H_5$.....	130_{12}	1,5475	0,997	60	174
$C_6H_5CO\text{—}CH\text{=}C(CH_3)C_6H_5$....	170_1	1,6230	1,087	58	170

La méthode a été étendue à la préparation de cétones α.α'-diéthyléniques, en condensant un magnésien vinylique avec un anhydride d'acide éthylénique. Nous avons ainsi obtenu la dipropénylcétone : $CH_3CH\text{=}CH\text{—}CO\text{—}CH\text{=}CHCH_3$ $É_{18}$ 69; n_D^{20} 1,4797; d_4^{20} 0,895; Rdt 48 %; 2.4 DNPH F 139°. Il convient de souligner l'influence importante due au solvant dans la préparation de l'organométallique.

En milieu tétrahydrofuranne et avec le magnésium, il se fait un composé éthylénique. Au contraire, avec le lithium et le sodium, quel que soit le solvant (éther ou tétrahydrofuranne), on aboutit par suite d'une réaction de dismu-

tation, à la formation d'un dérivé acétylénique, puis d'une cétone α-acétylénique par action ultérieure d'un chlorure ou d'un anhydride :

$$2-CH=CH-Br \xrightarrow{M} \frac{1}{2}H_2 + -CH=CH_2 + -C\equiv C-M \xrightarrow{RCOCl} -C\equiv C-C-CO-R$$

(M = Li ou Na).

Nous avons ainsi obtenu les composés suivants :

TABLEAU II.

Cétone α-acétylénique.	É (pmm) (°C).	n_D^{20}.	d_4^{20}.	Rdt (%).	DNPH F (°C).
$CH_3CO-C\equiv C-CH_3$	131	1,4335	0,905	38	150
$CH_3(CH_2)_5-CO-C\equiv C-CH_3$	110_{12}	1,4600	0,881	30	58
$C_6H_5-CO-C\equiv C-CH_3$	133_{12}	1,5680	1,090	25	242

Les rendements sont calculés d'après le bromure vinylique de départ.

(*) Séance du 13 novembre 1957.

(1) H. NORMANT et G. MARTIN, *Bull. Soc. Chim.*, 1957, p. 429.

(2) *Bull. Soc. Chim.*, (3), 31, 1904, p. 483.

(3) NEWMAN et BOOTH, *J. Amer. Chem. Soc.*, 67, 1945, p. 154.

(4) H. NORMANT et P. MAITTE, *Bull. Soc. Chim.*, 1956, p. 1439.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Préparation des chlorométhyl-2 benzodioxannes-1.4 carboxylés en 6 et 7.* Note de MM. **ALBERT FUNKE**, **ARNFINN PAULSEN** et Mlle **NÉRINA CIBRARIO**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

La synthèse directe de l'acétylchlorométhyl-2 benzodioxanne-1.4 fournit un mélange de deux isomères. Par oxydation à l'hypobromite de sodium, on obtient un mélange d'acides qui peuvent être séparés par l'intermédiaire de leurs amides.

Un travail de Marini-Bettòlo et de R. Landi Vitory relatif à la préparation de l'acide chlorométhyl-2 benzodioxanne-1.4 carboxylique-7 a été publié récemment [1].

Nous avons préparé le même acide et son isomère de position 2.6 ainsi qu'un grand nombre de leurs dérivés par une autre méthode que nous avons exposée au XIVe Congrès international de Chimie à Paris [2], [3].

Nos résultats différant de ceux des auteurs italiens il nous semble utile de les résumer dès maintenant :

L'hydroxyméthyl-2 acétyl-6 benzodioxanne-1.4 a été obtenu pur de tout isomère par la série de réactions suivantes :

CH_3CO—[benzène]—$OCH_2—C_6H_5$, —OH (4) → CH_3CO—[benzène]—$OCH_2—C_6H_5$, —$OCH_2—CHOH—CH_2Cl$

HCl → CH_3CO—[benzène]—OH, —$OCH_2—CHOH—CH_2Cl$

KOH → CH_3CO—[benzodioxanne]—CH_2OH

L'oxydation au moyen de l'hypobromite de sodium de ce dérivé acétylé pur nous permit d'obtenir l'acide hydroxyméthyl-2 benzodioxanne-1.4 carboxylique-6 à partir duquel nous avons préparé l'acide chlorométhyl-2 benzodioxanne-1.4 carboxylique-6

HOOC—[benzodioxanne]—CH_2Cl

[F 198° (amide : 230°) (5)].

Si l'on fait réagir le chlorure d'acétyle sur le chlorométhylbenzodioxanne suivant la méthode de Friedel et Crafts, on obtient un mélange de deux isomères de position :

[benzodioxanne]—CH_2Cl + $ClCO—CH_3$ → CH_3CO—[benzodioxanne]—CH_2Cl

L'oxydation par l'hypobromite de sodium conduit à un mélange des deux acides.

HOOC—[benzodioxanne]—CH_2Cl

Le mélange bien cristallisé fond à 148°. Après plusieurs recristallisations dans l'éthanol dilué, on n'arrive pas à dépasser 153°. Cependant, par chromatographie sur papier, nous avons pu constater que nous avions toujours un mélange, sans doute eutectique. L'amide permet par recristallisation une séparation presque quantitative des deux isomères.

A partir des deux amides (F 130 et 230°) nous avons obtenu par déshydratation les deux nitriles correspondants. Ce sont des produits solides bien cristallisés.

HOOC— (F 153°) → ClCO— → NH_2CO—

NH_2CO— ... —CH_2Cl F 130-131° (2/3). NH_2CO— ... —CH_2Cl F 230° (1/3).

HOOC— ... —CH_2Cl F 180°. HOOC— ... —CH_2Cl F 198°.

Rappelons que dans le travail italien le chlorométhyl-2 cyano-7 benzodioxanne-1.4 est décrit comme huileux et que l'acide résultant de sa saponification fond à 151°.

			Calculé %.	Trouvé %.
(γ-chloro β-hydroxypropyl) oxy-3 benzyloxy-4 acétophénone	F 95°	C	64,6	64,81
		H	5,69	5,65
		Cl	10,6	10,41
(γ-chloro β-hydroxypropyl) oxy-3 hydroxy-4 acétophénone	F 115-116°	C	53,93	54,02
		H	5,67	5,37
		Cl	14,6	14,42
Hydroxyméthyl-2 acétyl-6 benzodioxanne-1.4	F 80°	C	63,45	63,54
		H	5,81	5,91
Acide hydroxyméthyl-2 benzodioxanne-1.4 carboxylique-6	F 201-202°	C	57,14	57,41
		H	4,80	4,79
Acide chlorométhyl-2 benzodioxanne-1.4 carboxylique-6	F 198°	C	52,53	52,73
		H	3,97	3,85
Acide chlorométhyl-2 benzodioxanne-1.4 carboxylique-7	F 179-181°	C	52,53	52,80
		H	3,97	4,28
Chlorométhyl-2 benzodioxanne-1.4 carbonamide-6	F 230°	N	6,15	6,09
Chlorométhyl-2 benzodioxanne-1.4 carbonamide-7	F 130-131°	N	6,15	6,09
Chlorométhyl-2 cyano-6 benzodioxanne-1.4	F 72-73°	C	57,29	57,56
		H	3,94	4,03
Chlorométhyl-2 cyano-7 benzodioxanne-1.4	F 91-92°	C	57,29	57,22
	$É_{0,01}$ 130°	H	3,94	3,85

(1) G., 87, 1957, p. 1638.
(2) Tome II, juillet 1957, p. 299.
(3) Pli cacheté du 21 juin 1957 ouvert à la séance de la Société Chimique de France le 22 novembre 1957.
(4) Mc Coubrey, *Soc.*, 1951, p. 3431.
(5) Tous les points de fusion ont été pris au microbloc de Kofler.

GÉOLOGIE. — *Les volcans du Tarso Yéga, du Tarso Toon, du Tarso Voon et de Soborom, dans le Tibesti central* (*Sahara du Tchad, A. E. F.*). Note de MM. **Bernard Gèze** et **Pierre Vincent**, présentée par M. Paul Fallot.

Le Tarso Yéga, le Tarso Toon et le Tarso Voon sont trois grands édifices complexes, basalto-andésitiques, trachytiques et rhyolitiques dans lesquels des ignimbrites présentent en outre une importance considérable. Leurs sommets sont remplacés par des caldeiras d'affaissement; celle du Tarso Voon, la plus récente, est bordée par le dôme volcano-tectonique de Soborom où persiste une forte activité fumerollienne.

A l'Est du massif du Toussidé (1) sur 150 km environ jusqu'à la coupure de la vallée du Miski, les hauts reliefs volcaniques se succèdent sans véritable discontinuité. Parmi eux, nous avons étudié trois grands édifices à caldeiras qui se montrent particulièrement spectaculaires.

Le plus important est celui du *Tarso Yéga* (2) : large d'environ 50 à 70 km à la base, son sommet est le site d'une caldeira géante dont les diamètres varient entre 17 et 20 km, avec des altitudes allant de 2150 m au centre jusqu'à 2 400 et 2 800 m pour le haut des remparts (Ehi Fodoboro).

Il est constitué par deux épaisses séries basalto-andésitiques séparées par une série claire. Cette dernière est surtout représentée au pied et à l'Ouest de l'Ehi Fodoboro, mais sa puissance semble diminuer vers l'extérieur du volcan. Les pentes orientales, jusqu'à la vallée de Modrounga, montrent des alternances de coulées sombres, d'ignimbrites anciennes et de brèches dues probablement à des nuées ardentes de type péléen; des ignimbrites récentes achèvent la série avec une large extension en direction du Nord et de l'Ouest.

A l'intérieur même de la caldeira, des sorties rhyolitiques sont disposées suivant un cercle correspondant peut-être aux bords d'une deuxième caldeira d'affaissement, emboîtée dans la première et d'un diamètre légèrement inférieur (14 à 15 km). Il n'y a aucune trace d'un volcanisme subactuel comparable à celui du Toussidé.

Le *Tarso Toon* est un autre édifice dont la largeur à la base varie entre 25 et 30 km, et dont le sommet est occupé par une caldeira ayant un diamètre de 8,5 à 9 km.

Les pentes extérieures sont fortes, jusqu'à 20° dans leur partie supérieure,

ce qui dépasse nettement la moyenne des volcans du même type, mais la succession des séries volcaniques reste analogue.

Les basaltes inférieurs ont été observés à l'Ouest et à l'Est où, dans l'enneri Yeski, ils passent à une brèche à grands blocs, comparable à celle de l'enneri Modrounga, avec, de plus, des lentilles interstratifiées de graviers basaltiques. Cette série noire se suit, pratiquement en continuité, jusqu'à la vallée du Yebbigué, 30 km à l'Est.

Les trachytes semblent peu développés à l'Ouest; par contre, ils affleurent largement dans l'Est où ils passent à des masses importantes d'ignimbrites. Au-dessus, une grande accumulation de coulées basaltiques, chacune relativement peu épaisse, constitue l'essentiel des flancs du volcan. Vers le Nord-Est, ils se poursuivent par les hauteurs du Mohi-Ma; vers l'Ouest, ils disparaissent sous des ignimbrites et cinérites claires qui recouvrent presque la totalité de l'espace compris entre les trois grands volcans que nous envisageons.

L'intérieur de la caldeira est entièrement occupé par de nombreuses extrusions et des ignimbrites rhyolitiques qui paraissent postérieures aux formations précédentes. Il est permis de se demander si la venue de cette importante masse acide n'aurait pas provoqué un soulèvement général des basaltes et trachytes, supérieur à l'affaissement centripète du milieu de la caldeira.

Le volcan du *Tarso Voon* qui, sur ses pentes extérieures, se distingue mal d'autres édifices voisins (Ehi Mousgou, Ehi Terké, Tarso Abeki), voit également son individualité soulignée par une grande caldeira elliptique dont les axes ont 14 et 18 km.

Au Nord, la vallée de l'enneri Mousgou offre une coupe de 30 km jusqu'au substratum de schistes antécambriens et grès crétacés, au-dessous de 1100 m d'altitude. Il s'y succède au moins trois coulées principales de basaltes et andésites séparées par des diatomites, jaspes et cinérites à blocs, puis recouvertes par des ignimbrites rhyolitiques pouvant dépasser 300 m d'épaisseur. Des basaltes supérieurs paraissent plus récents que l'essentiel des projections et forment, à partir de petits puys bien conservés, des coulées qui gagnent aussi bien l'intérieur que l'extérieur de la caldeira.

Le centre de celle-ci, assez plan sur environ 9 km de diamètre moyen, à l'altitude de 1900 m, manifeste à l'évidence un affaissement minimum de l'ordre du millier de mètres, entre des remparts qui culminent de 2 000 à 2 900 m. De bas en haut, il est possible d'y distinguer la succession de trachytes, d'une série grise paraissant surtout andésitique, de cinérites blanches et de rhyolites, au-dessous du couronnement discontinu des basaltes supérieurs.

Vers le Sud et l'Est, ces diverses séries se tranchent obliquement : il semble y avoir eu là plusieurs points de sorties, notamment pour les rhyolites. Des aiguilles rocheuses traversant les trachytes et andésites semblent correspondre ainsi à des cheminées antérieures à la formation de la caldeira.

Cinq kilomètres environ au Sud-Ouest de celle-ci, en tête de l'enneri Tegaham, se trouve le site remarquable des *sources thermales de Soborom*. Elles se localisent au cœur d'un dôme volcano-tectonique où affleure la série basalto-andésitique moyenne du Tarso Voon, tandis que les rhyolites, puis les basaltes supérieurs plongent de part et d'autre.

Sur une distance de près de 500 m, entre 2 400 et 2 300 m d'altitude environ, les roches sont transformées et colorées par des fumerolles et recouvertes par des incrustations de chlorure de fer, de chlorure d'ammonium, de gypse et de sulfates variés et de soufre. Un groupe supérieur comprend la « Source tonnante », grande marmite bouillonnante d'eau boueuse à 70° avec forte odeur de SO_2, puis un soufflard à 90°; un groupe central renferme une dizaine de sources et de volcans de boue avec des températures de 56 à 82°, ainsi que deux soufflards dont l'un très violent, rejette de la vapeur à 100°; un groupe oriental prolonge le précédent avec des sources de 62 à 85° et deux soufflards à 80 et 90°; enfin vers le Sud, une seule source à 38° sort d'un bassin utilisé par les indigènes qui vont y soigner leurs douleurs et maladies de peau. Toutes ces eaux sont acides (acide sulfurique libre) et les boues sont faiblement radioactives.

Ainsi, les trois principaux édifices du Tibesti central sont caractérisés par la présence d'importantes caldeiras d'affaissement, sur des points hauts du substratum antévolcanique. Celles du Tarso Yéga et du Tarso Toon, assez anciennes, montrent une succession de basaltes, andésites et trachytes passant latéralement à des brèches péléennes et à des ignimbrites; leur genèse est probablement liée à des venues rhyolitiques, accompagnées également d'ignimbrites. Celle du Tarso Voon, probablement plus récente, présente, en plus des précédentes, des basaltes supérieurs, dont les points de sorties jalonnent à peu près les limites de l'affaissement. Ce dernier a probablement entraîné le refoulement latéral d'une portion de la lave fraîche qui, sous forme d'un petit laccolite, aurait soulevé le dôme de Soborom. La consolidation ne serait pas encore complète, si l'on en juge par l'activité intense des fumerolles, solfatares et sources thermales localisées dans cette zone.

(1) *Compte rendus*, 245, 1957 p. 1815.

(2) Tarso est un terme local signifiant plateau. Dans la pratique, il a été étendu à la plupart des massifs volcaniques du Tibesti qui, vus de loin, paraissent relativement aplanis.

GÉODYNAMIQUE. — *Sur la période propre des oscillations sphéroïdales de la Terre.* Note de Mme **Nelly Jobert**, présentée par M. Charles Maurain.

Pour déterminer une valeur approchée de la période propre des oscillations sphéroïdales de la Terre, en tenant compte de l'effet de gravitation, on applique le principe de Rayleigh comme précédemment ([1]), ([2]) à trois modèles de Terre. Pour le modèle 1, plus simple, on peut, en utilisant le principe de Katô ([3]) encadrer la valeur exacte de la période propre. Les modèles 2 et 3 sont les modèles de K. Bullen.

1. *Sphère gravitante à noyau liquide homogène et manteau élastique homogène :*

Noyau : rayon : $b = 3473$ km; densité : $\rho_c = 10,8$; coefficients de Lamé : λ_c, $\mu_c = 0$;

$$\left(\frac{\lambda_c}{\rho_c}\right)^{\frac{1}{2}} = 9,3 \text{ km/s.}$$

Manteau : surface : $a = 6371$ km; densité : $\rho_m = 4,5$; coefficients de Lamé : $\lambda_m = \mu_m$;

$$\left(\frac{\mu_m}{\rho_m}\right)^{\frac{1}{2}} = 6,5 \text{ km/s.}$$

1° Dans un premier calcul on a utilisé comme solution d'essai la solution exacte pour le même modèle en l'absence de gravitation, pour lequel la période est de 71 mn ([2]). On obtient

$$T = 52,1 \text{ mn.}$$

Ce résultat est certainement entaché d'une grosse erreur par défaut. Pour avoir un ordre de grandeur de cette erreur, on utilise dans un calcul analogue le modèle de Love ([4]) (sphère élastique homogène gravitante, ayant la masse de la Terre et la rigidité de l'acier) pour lequel la période exacte T_0 est connue et égale à 60 mn. La solution d'essai étant la solution exacte pour ce modèle en l'absence de gravitation, le principe de Rayleigh donne une limite inférieure de la période, le principe de Katô une limite supérieure. (Dans tous les cas ce calcul a été fait en admettant une période de l'ordre de 40 mn pour l'oscillation de degré $n = 3$.) On obtient

$$55,9 < T_0 < 63,4 \text{ mn.}$$

2° Pour améliorer le résultat on a utilisé une meilleure solution d'essai. Soient :

U l'amplitude de la composante tangentielle du déplacement;
W l'amplitude de la composante radiale;
δ l'amplitude de la dilatation Δ;
V_0 le potentiel de gravitation au repos;
V le potentiel de gravitation supplémentaire dû aux changements dans la répartition des masses dans la sphère.

Les équations du mouvement s'écrivent :

— dans le noyau :

$$F(\rho_c, \lambda_c, \mu_c) = 0,$$
$$G(\rho_c, \lambda_c, \mu_c) = 0,$$

avec

$$F(\rho, \lambda, \mu) \equiv (\lambda + 2\mu)\,\delta + \mu\left(\frac{\partial}{\partial r}(r\mathrm{U}) - \mathrm{W}\right) - \frac{4\pi\gamma}{3}\rho^2 \mathrm{W} r + \rho \mathrm{V} + \rho p_1^2 \mathrm{U} r,$$

$$G(\rho, \lambda, \mu) \equiv (\lambda + 2\mu)\frac{\partial \delta}{\partial r} + \mu \frac{6}{r^2}\left(\frac{\partial}{\partial r}(r\mathrm{U}) - \mathrm{W}\right) - \frac{4\pi\gamma}{3}\rho^2 \frac{\partial}{\partial r}(\mathrm{W} r)$$
$$+ \frac{4\pi\gamma}{3}\rho^2 \delta r + \rho \frac{\partial \mathrm{V}}{\partial r} + \rho p_1^2 \mathrm{W}$$

et $\mu_c = 0$;

— dans le manteau :

$$F(\rho_m, \lambda_m, \mu_m) - 4\pi \frac{\gamma}{3}\rho_m^2\left(\frac{\rho_c}{\rho_m} - 1\right)\mathrm{W}\frac{b^3}{r^2} = 0,$$

$$G(\rho_m, \lambda_m, \mu_m) - 4\pi \frac{\gamma}{3}\rho_m^2\left(\frac{\rho_c}{\rho_m} - 1\right)\left[\frac{\partial}{\partial r}\left(\mathrm{W}\frac{b^3}{r^2}\right) - \delta\frac{b^3}{r^2}\right] = 0.$$

La solution d'essai satisfait dans le noyau aux équations du mouvement, et dans le manteau aux équations réduites :

$$F(\rho_m, \lambda_m, \mu_m) = 0,$$
$$G(\rho_m, \lambda_m, \mu_m) = 0.$$

Elle satisfait de plus à toutes les conditions aux limites, sauf la condition d'annulation de la tension normale à la surface. En faisant varier la valeur de cette tension résiduelle (ce qui revient à faire varier le paramètre p_1) on peut chercher à compenser le travail moyen de celle-ci à la surface, pendant une oscillation, par une intégrale de volume portant sur la partie résiduelle des équations du mouvement dans le manteau. On obtient ainsi, par application du principe de Rayleigh, une limite inférieure la plus grande possible de la période.

Le calcul a été fait pour trois valeurs différentes de la tension à la surface, au voisinage de la compensation cherchée. On a calculé chaque fois la valeur de la limite supérieure de la période en utilisant le principe de Katô.

En tenant compte des trois résultats, la valeur exacte T_0 est telle que

$$54{,}65 < \mathrm{T}_0 < 56{,}45 \text{ mn.}$$

Une des trois solutions d'essai est utilisée pour les deux modèles suivants :

2. *Modèle* (A) *de K. Bullen* ([5]). — Les notations étant les mêmes que dans le paragraphe précédent, la pulsation $p = (2\pi/\mathrm{T})$ est donnée par l'équation

$$p^2 \int_0^a \rho(6r^2\mathrm{U}^2 + r^2\mathrm{W}^2)\,dr$$
$$= \int_0^a \left[\lambda\delta^2 + 2\mu \mathrm{W}'^2 + 4\mu\left(\frac{\mathrm{W} - 3\mathrm{U}}{r}\right)^2 + 24\mu\frac{\mathrm{U}^2}{r^2} + 6\mu\left(\mathrm{U}' - \frac{\mathrm{U}}{r} + \frac{\mathrm{W}}{r}\right)^2\right] r^2\,dr$$
$$- \int_0^a \rho\left[\left(\frac{\partial \mathrm{V}}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial r}\left(\mathrm{W}\frac{\partial \mathrm{V}_0}{\partial r}\right) - \delta\frac{\partial \mathrm{V}_0}{\partial r}\right)\mathrm{W} + 6\left(\frac{\mathrm{V}}{r} + \frac{\mathrm{W}}{r}\frac{\partial \mathrm{V}_0}{\partial r}\right)\mathrm{U}\right] r^2\,dr.$$

L'énergie de gravitation représente environ la moitié de l'énergie potentielle élastique. On trouve comme valeur approchée par défaut :

$$T = 53,4 \text{ mn},$$

alors qu'en l'absence de gravitation, on avait trouvé pour le même modèle 66 mn ([2]).

3. *Modèle* (B) *de K. Bullen* ([6]). — L'énergie de gravitation est diminuée de 25 % par rapport au modèle (A), alors que les énergies potentielle élastique et cinétique restent pratiquement inchangées.

Le résultat du calcul est donc assez variable suivant la répartition de la densité dans le noyau ; il varie aussi suivant la valeur choisie pour la rigidité μ_g dans la graine :

$$\mu_g = 3,6.10^{12} \text{ C. G. S.} \qquad T = 51,9 \text{ mn}$$
$$\mu_g = 3.10^{12} \quad » \qquad T = 52,5 \quad »$$
$$\mu_g = 1,5.10^{12} \quad » \qquad T = 54,24 \quad »$$

Si l'on considère que ces valeurs approchées sont entachées d'une erreur par défaut de l'ordre de 2 mn, comme pour le modèle 1, on trouve des valeurs comparables à la période : 57 mn des oscillations enregistrées par H. Benioff lors du séisme du 4 novembre 1952 ([7]), et à la période : 55 mn des oscillations sphéroïdales, calculée pour le modèle (B) par C. Pekeris et H. Jarosch ([8]) en intégrant numériquement les équations du mouvement.

([1]) N. Jobert, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1230.
([2]) N. Jobert, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 921.
([3]) G. Temple, *Proc. Roy. Soc. London*, A 211, 1952, p. 204.
([4]) A. E. H. Love, *Some problems of geodynamics*, Cambridge University Press, 1911.
([5]) K. Bullen, *An introduction to the theory of seismology*, Cambridge University Press, 1953.
([6]) K. Bullen, *M. N. R. A. S.*, *Geoph. Sup.*, 1950, p. 50.
([7]) H. Benioff, B. Gutenberg et C. F. Richter, *Trans. Amer. Geoph. Un.*, 35, p. 984.
([8]) C. L. Pekeris et H. Jarosch, Communication au Congrès de l'U. G. G. I., Toronto, 1957.

ALGOLOGIE. — *La fragmentation du cytoplasme chez le* Siphonocladus pusillus *(Kütz.) Hauck, Siphonale*. Note de M. **Sigurdur Jónsson**, présentée par M. Lucien Plantefol.

La division ségrégative représente un phénomène particulier et constant de la multiplication cellulaire chez le *Siphonocladus pusillus*, assurant la croissance de l'appareil végétatif de l'Algue, en même temps qu'il peut réaliser sa multiplication végétative.

Le mode particulier de division cellulaire chez le *Siphonocladus pusillus* a fait l'objet d'études, d'abord de la part de F. Schmitz ([1]) (1879), puis

de F. Börgesen ([2]) (1905). Ce dernier a reconnu chez la majorité des Siphonocladales proprement dites ce mode spécial de division cellulaire, nommé par lui *division ségrégative*.

Des échantillons méditerranéens étudiés *in vivo*, fin août 1957 (Laboratoire de Banyuls), ont permis quelques constatations nouvelles relatives à l'édification et à l'organisation de l'appareil végétatif de cette Algue.

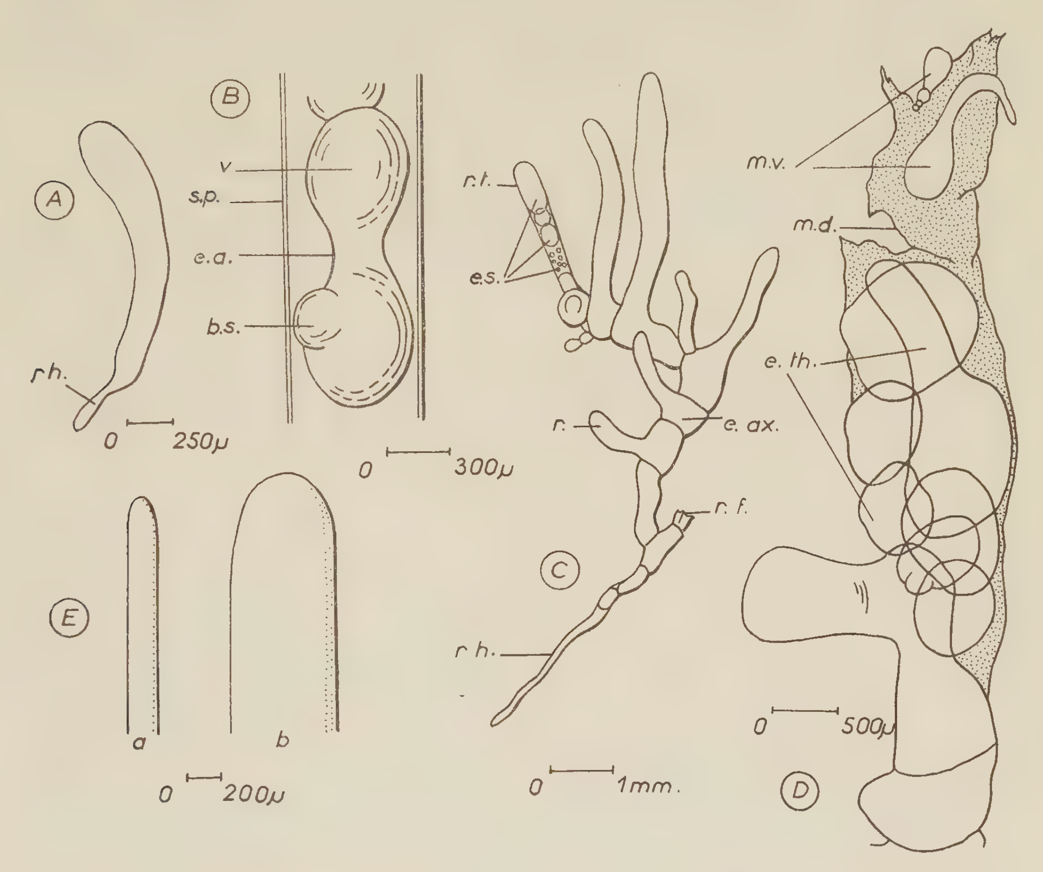
A. A l'état jeune, le *Siphonocladus pusillus* présente un seul siphon initial claviforme dont la base rétrécie émet un rhizoïde fixant l'Algue au substratum (*fig.* A). Cette cellule monosiphonée est tapissée d'une mince couche pariétale de cytoplasme contenant plusieurs plastes capables de se diviser, pouvant renfermer un ou deux pyrénoïdes à structure bilenticulaire. Les noyaux, nombreux et de grande taille, sont situés dans le cytoplasme intérieur aux plastes. Une vacuole centrale, unique, occupe le reste de la cellule.

B. La deuxième phase du développement commence lorsque la taille de la cellule initiale est gigantesque (environ 20 mm). L'ensemble du cytoplasme se détache de la membrane et se fragmente en une ou plusieurs vésicules arrondies, même parfois au niveau du rhizoïde. Cela se produit par simple étranglement annulaire (*fig.* B). Il n'est pas rare, de plus, d'observer sur les vésicules ainsi délimitées des bourgeonnements latéraux, si bien que la taille de ces vésicules est fort variable. On peut suivre le morcellement concomitant de la vacuole centrale sur le vivant, en la colorant au bleu de crésyle. De même, plasmolysant des vésicules ainsi individualisées et colorées vitalement, on met en évidence l'existence des membranes nouvellement édifiées; les vacuoles rapetissées prennent une teinte foncée. Les cellules ainsi constituées paraissent empilées les unes sur les autres. Elles tendent à s'agencer dans l'axe même du siphon, en émettant simultanément une expansion latérale, qui reste en communication ouverte avec le segment axial. Le siphon initial offre alors l'aspect d'un thalle cloisonné constitué de grosses cellules en file, chacune possédant un diverticule ayant la valeur d'un rameau simple (*fig.* C).

C. C'est surtout dans les parties apicales que se poursuit la croissance du thalle. Là, la division ségrégative se continue. Sur la figure C, on décèle quatre grandes masses et un groupement de petites sphères, provenant très probablement de la pulvérisation d'un autre élément divisé. La présence de membrane différenciée autour de ces éléments montre qu'il ne s'agit pas de zoïdocyste en voie de formation, mais de cellules isolées.

D. L'évolution de telles cellules isolées à l'intérieur d'un rameau terminal (*fig.* D) montre la division ségrégative achevée et les éléments qui en résultent commençant à s'organiser et à croître. Mais alors que tous les éléments ségrégatifs dans le siphon initial participaient à l'édification du thalle, on constate généralement dans ce cas la déchirure, à un niveau

distal, de la membrane du siphon primitif; les groupements cellulaires se trouvant à ce niveau peuvent être transportés plus ou moins loin de la plante-mère, chaque cellule pouvant donner une nouvelle Algue. Ce type de multiplication végétative n'est pas sans rappeler la multiplication par aplanospore observée chez de nombreuses Chlorophycées.



A. Un jeune *Siphonocladus pusillus* représentant un siphon primitif unique claviforme. rh., rhizoïde.

B. Cytoplasme en voie de fragmentation dans un siphon initial. e. a., étranglement annulaire; b. s., bourgeonnement secondaire; v., vésicule en voie d'individualisation; s. p., membrane du siphon primitif.

C. Individu constitué d'éléments axiaux ramifiés nés par la division ségrégative. Rameau terminal en voie de division contenant déjà des vésicules ségrégatives de taille variable. rh, rhizoïde; r. f., rameau flétri et déchiré; e. ax., élément axial; r., rameau; r. t., rameau terminal; e. s., éléments ségrégatifs.

D. Organisation des éléments ségrégatifs dans un rameau terminal. e. th., éléments ségrégatifs destinés à l'édification du thalle; m. v., éléments ségrégatifs isolés et destinés à la multiplication végétative du thalle; m. d., membrane primitive déchirée.

E. Schéma montrant la différence du diamètre entre une Cladophorale (*a*) et le *Siphonocladus* (*b*).

En outre, cette fragmentation cytoplasmique peut être comparée à la division cellulaire chez les Cladophorales, analogue par la réalisation d'une constriction annulaire, différente par l'orientation du diaphragme perpendiculairement à l'axe du filament. Sans doute la diversité de ce

comportement végétatif tient-elle à la grande différence du diamètre des thalles (*fig.* E).

En conclusion, chez le *Siphonocladus pusillus*, la division cellulaire qui se déroule dans un seul et même organe a pour résultat aussi bien le développement de l'appareil végétatif que la multiplication asexuée.

La différence essentielle qu'il y ait entre les deux phénomènes réside dans l'adhérence au thalle des éléments divisés ou leur séparation de la plante-mère, ce qui réalise de façon plus logique le terme de *division ségrégative* proposé par Börgesen.

(1) *Festschr. Naturf. Ges. Halle*, 1879, p. 273-321.
(2) *Overs. Dansk. Vidensk. Slesk. Forhandl.*, 1905, p. 259-291.

(*Laboratoire de Botanique de la Sorbonne.*)

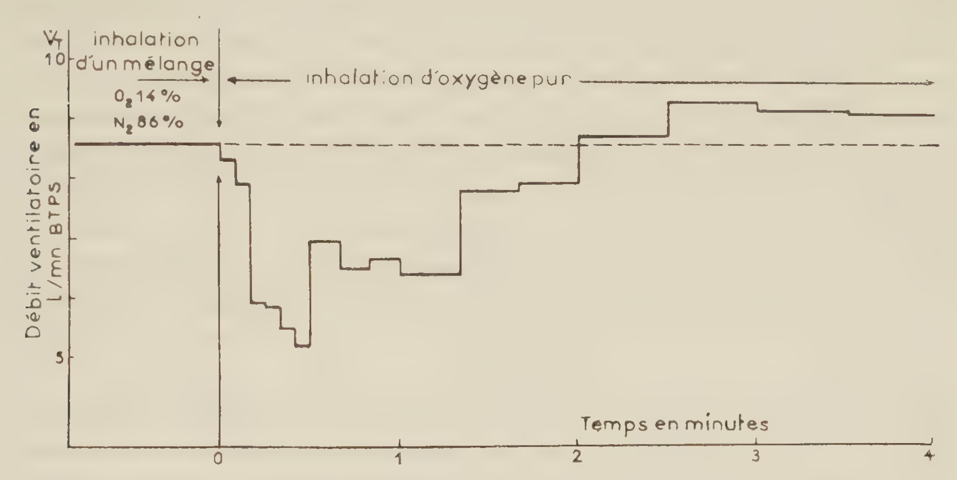
PHYSIOLOGIE. — *Intérêt méthodologique de l'étude d'un organisme vivant à la phase initiale de rupture d'un équilibre physiologique.* Note de M. **Pierre Dejours**, présentée par M. Léon Binet.

« La fixité du milieu » intérieur des animaux supérieurs « suppose un perfectionnement de l'organisme tel que les variations externes soient à chaque instant compensées et équilibrées » [1]. Cette phrase de Claude Bernard résume sa conception de la constance du milieu intérieur. Le principe de Claude Bernard, comme celui de Le Chatelier énoncé pour certains systèmes chimiques, implique que les effets d'une cause perturbante sont, d'une part maximum, d'autre part relativement simples et univoques au début de la phase de déséquilibre, avant que des réactions secondaires, dont l'intégration réalise le nouvel état d'équilibre, ne viennent obscurcir la singularité de la perturbation initiale. C'est évidemment dans les systèmes les plus complexes, par exemple biologiques, que sera patent le contraste entre la pureté d'une réaction initiale et la complexité des réactions secondaires, contribuant à l'établissement d'un nouveau régime constant. Il peut donc y avoir intérêt, quand on se propose d'étudier certains aspects de l'action d'une cause perturbante sur un système, d'étudier ce système au cours de la phase de déséquilibre. Ces considérations ont conduit à une méthode d'étude de certains aspects de la physiologie cardiorespiratoire dont le champ d'application apparaît dès maintenant étendu.

Les difficultés de l'investigation expérimentale que soulève la mise en évidence chez l'Homme d'un stimulus oxygène de la ventilation seront étudiées à titre d'exemple. Ce stimulus est un facteur de régulation de la ventilation représenté par une certaine pression d'oxygène du sang artériel (P_{aO_2}), agissant sur certaines formations anatomiques, les chémo-

récepteurs artériels, dont l'excitation augmente l'activité des centres respiratoires; une augmentation de P_{aO_2} diminuera l'activité de ces organes récepteurs, alors qu'une baisse de P_{aO_2} l'augmentera.

Il semble résulter de cette définition que, s'il existe un stimulus oxygène, l'inhalation pendant quelques minutes d'un mélange soit hypoxique, soit hyperoxique par rapport au mélange gazeux inhalé préalablement, entraîne dans le premier cas une hyperventilation, dans le second cas une hypoventilation. Ce type d'expérience conduit à des résultats peu nets, contra-



Effet de l'inhalation d'oxygène pur sur le débit ventilatoire. (moyenne de six expérience).
Avant le temps O, le sujet inhale un mélange hypoxique.
Au temps O commence l'inhalation d'oxygène pur.
Le débit ventilatoire est mesuré à chaque cycle ventilatoire au cours des 30 premières secondes consécutives au début de l'inhalation d'oxygène, puis sur plusieurs cycles ventilatoires.
La ventilation des 3e et 4e minutes d'inhalation d'oxygène pur est supérieure à la ventilation antérieure à cette inhalation. Sur cette seule constatation, on serait tenté de conclure à l'absence de stimulus oxygène de la ventilation, quand le sujet inhale un mélange hypoxique. Cependant il existe une phase transitoire, débutant quelques secondes après le début de l'inhalation, au cours de laquelle la ventilation est très diminuée. Le phénomène montre que l'inhalation d'oxygène pur a fait disparaître un stimulus oxygène de la ventilation. L'hyperventilation tardive (celle des 3e et 4e minutes d'inhalation) est due à des phénomènes secondaires d'interprétation complexe (se reporter au texte).

dictoires, la variation de ventilation étant toujours faible, quelquefois opposée à ce qu'on attendait. Par exemple, l'inhalation prolongée d'oxygène pur par un sujet au repos augmente le débit ventilatoire. Au point de vue méthodologique, si l'on se propose de rechercher l'existence d'un stimulus oxygène ventilatoire, cette façon de procéder est incorrecte, car elle néglige le facteur temps. En effet, dans les conditions d'une inhalation prolongée pendant plusieurs minutes d'un mélange hyperoxique on laisse à l'organisme le temps d'approcher un nouvel équilibre, tel que la réaction ventilatoire soit modérée, et d'autre part, quel que soit l'effet ventilatoire, il n'est pas simplement interprétable en termes de stimulus oxygène de la ventilation. Dans le nouvel état d'équilibre provoqué par le changement

d'oxygénation de l'organisme, il existe, en plus d'un changement du stimulus oxygène ventilatoire, une éventuelle variation de l'intensité du métabolisme anaérobique, un changement par effet Haldane de la pression du gaz carbonique du sang veineux, donc des tissus, un changement des circulations locales notamment cérébrales, enfin des modifications de l'activité cardiaque, des résistances vasculaires et des pressions hydrostatiques artérielles et veineuses, lesquelles peuvent entraîner indirectement des réactions ventilatoires. On sait, par exemple, qu'au cours de l'exercice musculaire intense le débit ventilatoire est moindre en hyperoxie prolongée qu'en normoxie. On ne peut trouver là le moindre argument en faveur de l'existence d'un stimulus oxygène de la ventilation en normoxie, puisque l'hyperoxie prolongée diminue l'intensité du métabolisme anaérobique que comporte un exercice musculaire intense, donc la production de métabolites acides, tel l'acide lactique, et qu'enfin dans ces conditions, le pH artériel est plus élevé; or, ventilation et pH varient en sens contraire. Il ressort donc de cet exemple, comme des considérations précédentes, qu'il est impossible d'étudier l'hypothèse de l'existence d'un stimulus oxygène de la ventilation en observant les réactions ventilatoires à l'inhalation prolongée d'un mélange hyperoxique.

Par contre, une méthode consistant à étudier les variations de la ventilation au cours de chacun des cycles ventilatoires consécutifs à l'augmentation soudaine de P_{aO_2} (ce qui est réalisé par l'inhalation brusque d'oxygène pur) semble convenir à l'étude de l'existence d'un stimulus oxygène ventilatoire. La variation de ventilation qu'entraîne l'augmentation soudaine de P_{aO_2} est maximale après quelques secondes, ce laps de temps correspondant au délai circulatoire poumons-chémorécepteurs. Si l'inhalation d'oxygène pur est prolongée, interviennent alors des réactions secondaires qui tendent à diminuer les effets perturbateurs de l'hyperoxygénation et qui rendent complexe l'interprétation du changement de la ventilation.

Cette méthode a permis de reconnaître l'existence d'un stimulus oxygène dans maintes circonstances où l'on doutait qu'il fût présent (2). On trouvera dans la figure 1 un exemple de l'utilisation de cette méthode qu'on a pu appliquer à de nombreux problèmes de régulation cardioventilatoire (3).

(1) C. Bernard, *Leçons sur les phénomènes de la vie communs aux animaux et aux végétaux*, Paris, 1878.

(2) P. Dejours, Y. Labrousse, J. Raynaud, F. Girard et A. Teillac, *Stimulus oxygène de la ventilation au repos et au cours de l'exercice musculaire à basse altitude* (50 m), *chez l'Homme* (*Rev. Franç. Et. Clin. Biol.*, 1957, sous presse).

(3) P. Dejours, J. C. Mithoefer, Y. Labrousse, J. Raynaud et A. Teillac, *Étude de la régulation du débit ventilatoire de l'exercice musculaire* (*XXe Congrès Intern. de Physiol.*, Bruxelles, 1956, p. 227-228).

PHYSIOLOGIE. — *Enregistrement intracellulaire de l'activité électrique du ventricule de Roussette* (Scyliorhinus Canicula *Linné*). Note de MM. **Yves-Michel Gargouïl** et **Édouard Coraboeuf**, présentée par M. Léon Binet.

L'enregistrement intracellulaire de l'activité électrique des tissus cardiaques a, depuis 1949 ([1]), été réalisé chez de nombreux animaux.

Ces études ont fait apparaître des caractères communs à tous les enregistrements normaux, mais aussi un certain nombre de traits particuliers à une espèce, ou, chez une même espèce, à un tissu déterminé.

Le trait commun le plus général est l'existence d'un potentiel d'action monophasique, composé d'une phase ascendante brève plus ou moins individualisée (pointe), suivie d'un plateau très durable ayant les caractères d'un potentiel consécutif négatif de grande amplitude (*r*). Les divergences portent peu sur la pointe, beaucoup au contraire sur le plateau qui peut varier, d'un cas à l'autre, en amplitude, en durée et par sa silhouette générale.

Chez le Chien par exemple, le potentiel d'action ventriculaire offre un plateau très ample et de type « rectangulaire », c'est-à-dire qu'il tend à se maintenir assez longtemps à un niveau élevé, pour disparaître ensuite brutalement. Chez le même animal, le potentiel d'action du tissu conducteur offre un plateau plus long, mais moins ample, laissant apparaître la pointe et présentant ainsi un décours « sigmoïde ». Le potentiel auriculaire enfin montre un plateau pratiquement triangulaire.

Chez le Cobaye, le Spermophile et chez les Batraciens (Grenouille) la dépolarisation ventriculaire offre un décours du même type (rectangulaire) que chez le Chien; chez le Rat au contraire, il est du type triangulaire sans qu'on sache encore bien à quoi attribuer ces différences. L'hypothermie laisse apparaître d'autres particularités ([3]), ([4]). Elle amène, chez le Rat, un décours sigmoïde qui ne se manifeste pas chez un animal aussi voisin du Rat que le Cobaye.

Peu d'études de l'activité électrique du cœur par voie transmembranaire semblent avoir été jusqu'ici réalisés chez les Poissons. Aussi avons-nous cherché, au cours d'un séjour au Laboratoire Arago, de Banyuls-sur-mer, à obtenir des tracés de l'activité ventriculaire de la Roussette (*Scyliorhinus Canicula* Linné) à différentes températures, afin de les comparer à ceux obtenus dans les mêmes conditions chez des Mammifères tels que le Cobaye, le Rat et le Spermophile ([3]), ([4]).

La Roussette a été choisie pour des raisons de commodité locale d'approvisionnement et aussi parce que ce squale a déjà été utilisé par différents auteurs pour des études électrocardiographiques à l'aide d'électrodes

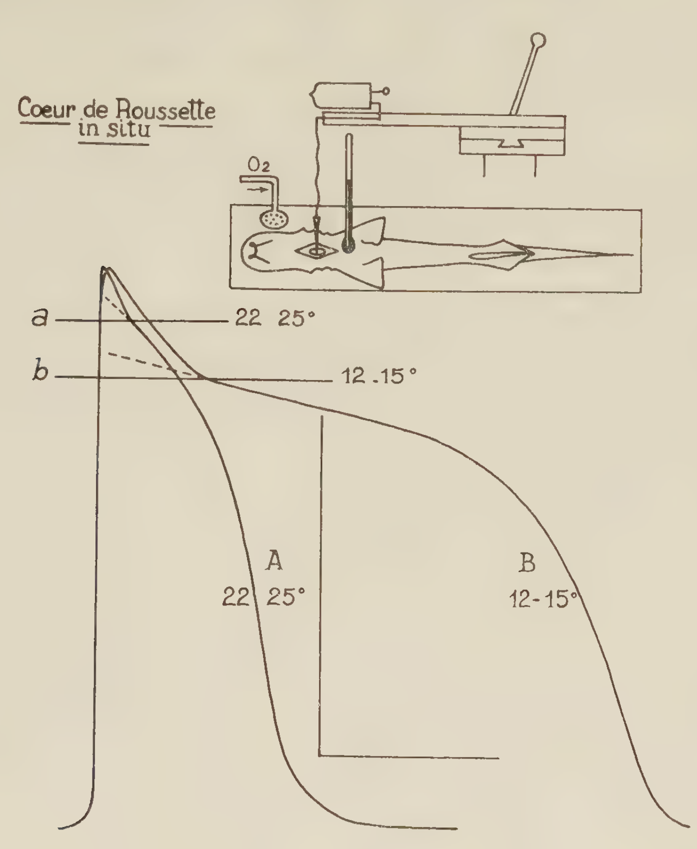
externes du type classique [Rybak (5), Gastaud (6)]. La technique d'enregistrement est semblable à celle utilisée au cours des précédentes recherches. Les microélectrodes sont du type « flottant », de Woodbury, c'est-à-dire que l'extrémité des pointes est seule conservée, et montée sur un très fin fil d'argent assez long et assez souple pour pouvoir suivre les mouvements du tissu interrogé. Les animaux sont anesthésiés par addition d'uréthane à l'eau de mer. Ils sont d'abord immergés dans une première solution à 10 g/l, puis dans une solution « d'entretien » à 1,3 g/l, dans laquelle ils demeurent tout au long de l'expérience. La respiration spontanée, bien qu'affaiblie, est parfaitement conservée. Par précaution, un léger barbotage d'oxygène est réalisé non loin des ouïes. Les animaux sont placés sur le dos, le cœur est mis à nu par incision médiane de la région précordiale. Ils peuvent demeurer ainsi en excellent état pendant des heures (6 à 8 h). Les animaux sont, ou maintenus à la température de la pièce, aux environs de 22 à 25°, ou refroidis par maintien du bac de contention en chambre froide pendant 30 à 45 mn. Ils sont alors amenés à une température de 10 à 12° environ. Les mesures dites à basse température sont effectuées au cours du lent réchauffement spontané de l'animal, replacé à la température normale. La pénétration des microélectrodes dans les différents tissus s'est révélée relativement difficile. Les premières expériences [effectuées en collaboration avec B. Rybak, sur le cœur isolé et étalé (résultats non publiés)] ne nous ont permis d'obtenir que des tracés d'assez faible amplitude, tant sur le tissu ventriculaire que sur les tissus auriculaire ou valvulaires.

Le premier de ces tissus étant de loin le plus facile à pénétrer, nous nous sommes dans la suite, limités, pour l'étude de l'activité du cœur *in situ*, à l'enregistrement de l'activité ventriculaire.

Le tracé A de la figure représente une des réponses obtenues par enregistrement intracellulaire à la température de la salle. On remarque que le potentiel d'action présente un décours classique avec un décrochement à la partie initiale de la repolarisation, décrochement qui permet de diviser cette dernière en une première partie rapide et une seconde plus lente. La seconde partie correspond au plateau proprement dit. L'ensemble du potentiel d'action rappelle les tracés obtenus sur le Spermophile à partir de 25° et sur le Rat à partir de 29°. Le plateau présente ici une amplitude qui n'est pas maximum, puisque son point de raccordement avec la phase rapide se situe au niveau de la ligne horizontale *a*.

Le tracé B représente un potentiel d'action obtenu à une température inférieure à la première d'une dizaine de degrés. Le potentiel d'action est évidemment nettement plus long (1,48 s au lieu de 0,53) mais surtout le niveau du décrochement est situé plus bas, c'est-à-dire que la hauteur du plateau a diminué. Ceci est conforme à ce qui a été précédemment

enregistré sur certains autres tissus (tissu ventriculaire de Rat et de Spermophile) alors qu'aucun phénomène de ce genre ne semble apparaître chez d'autres espèces (Cobaye, Grenouille, Tortue). La même baisse de l'amplitude du plateau par refroidissement apparaît également sur certains tracés obtenus sur le tissu de Purkinje du cœur de Chien ([7]).



Potentiels d'action de tissu ventriculaire de Roussette (*Scyliorhinus Canicula* Linné) enregistrés à deux températures différentes.
On note en particulier la différence d'amplitude du plateau, notablement plus petit à basse température (trait horizontal *b* au lieu de *a*).

Ce comportement particulier de la réponse électrique cardiaque en fonction de la température apparaît lié au métabolisme particulier à chaque espèce. Cette question, encore obscure exige la poursuite de recherches actuellement en cours.

(1) É. Coraboeuf et S. Weidmann, *C. R. Soc. Biol.*, 143, 1949, p. 1360.

(2) É. Coraboeuf, R. Distel et J. Boistel, *Congrès de Microphysiologie*, Paris, juillet 1955.

(3) É. Coraboeuf, Ch. Kayser et Y. M. Gargouïl, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1673.

(4) Ch. Kayser, É. Coraboeuf et Y. M. Gargouïl, *C. R. Soc. Biol.*, 150, 1956, p. 1789.

(5) B. Rybak, M. Becuwe et P. Becuwe, *Experientia*, 13, 1957, p. 91.

(6) J. M. Gastaud, Communication personnelle.

(7) É. Coraboeuf et S. Weidmann, *Helv. Physiol. et Pharmacol. Acta*, 12, 1954, p. 32.

PHYSIOLOGIE. — *Influence de la température et de la réexposition sur le comportement de la Souris exposée à un stimulus thermoalgésique.* Note de MM. **Joseph Jacob** et **Mladen Blozovski**, transmise par M. Jacques Tréfouël.

L'augmentation d'intensité d'un stimulus thermoalgésique entraîne, chez la Souris, la substitition progressive d'un réaction de fuite (saut) à une réaction de défense locale (lèchement). Il en est de même pour la réexposition de l'animal. Ces modifications de comportement se prêtent à des déterminations quantitatives. Elles se sont présentées chez toutes les souches étudiées.

Les variantes (1) de la méthode algésimétrique de la plaque chauffante de Woolfe et Mac Donald (2) diffèrent, entre autres, par la réaction de la souris choisie comme test. Les réactions les plus nettes : lèchement, saut désordonné ou ajusté, ne sont pas, *a priori*, équivalentes; le lèchement est une réaction de défense ou d'adaptation locale, le saut est une réaction de fuite, et le saut « ajusté » implique la recherche et la résolution d'un problème imposé par une situation nouvelle et périlleuse. Nous décrivons ici certaines des conditions d'apparition de ces différentes réactions.

Méthode. — Les essais ont été réalisés sur des groupes de 20 souris (15-25 g), à la température ambiante de 18-21° C. L'appareillage comportait un cylindre de verre sans fond ($d = 13$ cm; $h = 17$ cm) placé sur un bac en zinc plongeant dans un thermostat à eau. Les souris étaient exposées individuellement pendant 45 s ou jusqu'à réalisation d'un saut ajusté. Chaque souris a été exposée trois fois à des intervalles de 5 mn, une quatrième fois 24 h après. On a mesuré en secondes les temps d'apparition : *a*. du lèchement; *b*. du premier saut quelconque et *c*. du saut sur le bord du cylindre (saut ajusté).

Résultats. — 1° *Influence de la température sur le comportement des souris au cours de la première exposition au stimulus thermoalgésique* (*fig.* 1).

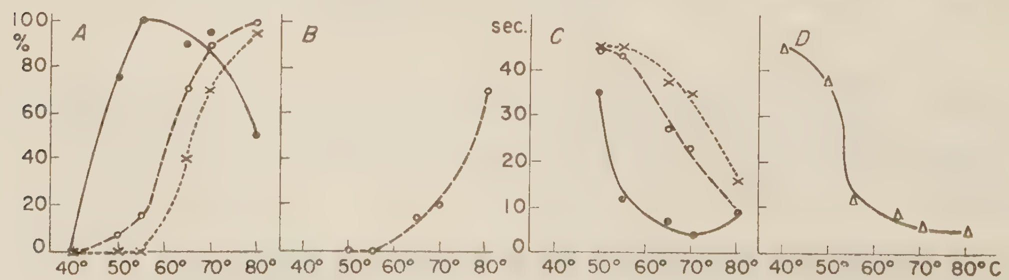


Fig. 1. — Influence de la température. En abscisses : température. En ordonnées : A, % des animaux présentant la réaction considérée; B, % des animaux présentant le saut comme première réaction; C, temps moyen des réactions (pour les bonds : cut-off de 45 s; pour le lèchement : moyennes vraies des lèchements présents); D, temps moyens de la première réaction (cut-off. 45 s) ● lèchement; ○ saut; × saut ajusté.

— A 40° C, l'activité des souris (souche B. C. G.) est uniquement exploratrice ([2]); à 50° C la majorité des animaux, et, à 55° C, tous se lèchent, 10 ou 15 % seulement réagissant par un bond d'ailleurs tardif. Aux températures supérieures, la proportion de souris qui bondissent dans les 45 s s'accroît progressivement jusqu'à 100 % pour 80° C. En outre (*fig.* 1 B), alors qu'à 55° C la première des deux réactions est le lèchement, à 80° C, c'est le bond pour 75 % des souris. Les temps moyens de chacune de ces réactions (*fig.* 1 C) diminuent avec l'élévation de la température, sauf pour le lèchement lorsque la température est portée de 70 à 80° C. Le temps moyen de la première réaction observée (lèchement ou saut) diminue également aussi longtemps que le lèchement prédomine, se stabilise ensuite (*fig.* 1 D).

2° *Influence de la réexposition* (*fig.* 2). — A 40° C, le comportement ne se modifie pratiquement pas. A 50, 55, 65, 70 ou 80° C, la réexposition entraîne : la rétrocession du pourcentage de lèchement, l'accroissement de celui des bonds, la précession du bond sur le lèchement et la diminution

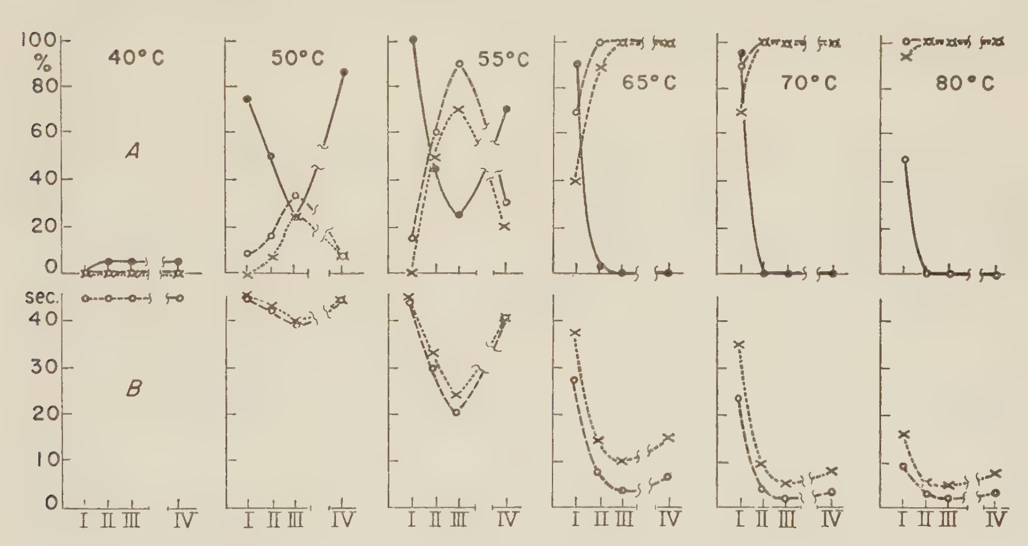


Fig. 2. — Influence de la réexposition. En abscisses : ordre de l'exposition. En ordonnées : en haut, comme A (*fig.* 1); en bas, temps moyen des sauts (cut-off. 45 s). Symboles : cf. *fig.* 1.

des temps de sauts. La figure 2 montre aussi la progression des effets de réexposition en fonction de la température; la précession du bond sur le lèchement, non illustrée, est incomplète après trois expositions pour 50 et 55° C, complète à la troisième exposition pour 65° C, et complète à la deuxième exposition pour 70 et 80° C. Ces modifications du comportement sont réversibles dans les 24 h pour 50° C, partiellement réversibles pour 55° C et peu ou pas du tout pour 65, 70 et 80° C.

3° *Influence de la souche utilisée.* — Les phénomènes décrits avec la souche B. C. G. ont été également observés avec d'autres souches, mais leurs modalités quantitatives peuvent alors varier. Un exemple est donné dans la figure 3 : à 55° C les souris de souche T_r sont moins influencées par deux réexpositions que les souris B. C. G., mais à 65° les différences s'amenuisent. Les souris T_r se caractérisent aussi par une remarquable constance des temps de lèchement.

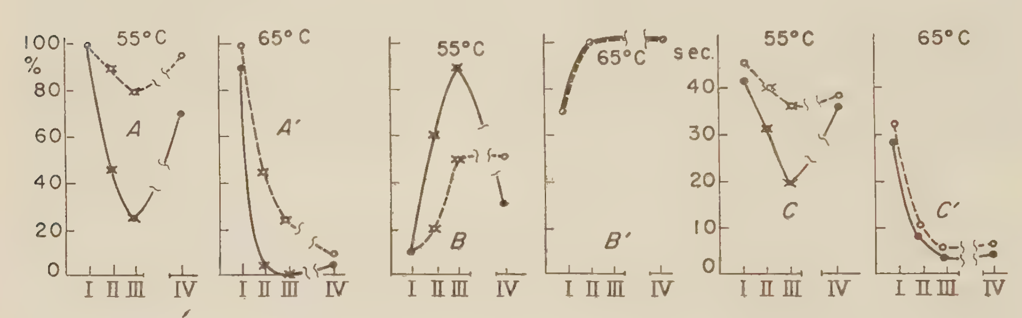


Fig. 3. — Comparaison entre deux souches. ●—● B. C. G. ○···○ Tr. En abscisses : ordre de l'exposition; en ordonnées AA', % de souris se léchant; BB', % de souris sautant; CC', temps de saut (cut-off. 45 s); ✶ différences significatives pour $p = 0,0027$.

Saut et saut ajusté. — Le saut ajusté évolue dans l'ensemble, avec un léger décalage, comme le premier saut (*fig.* 1 et 2). La proportion des souris qui réalisent, dès le premier bond, un saut ajusté n'a pas été modifiée de façon significative par l'élévation de température ou les deux réexpositions.

En somme, l'élévation de température entraîne, d'abord l'apparition du lèchement, puis celle du saut, et enfin la substitution du saut au lèchement. Ce dernier phénomène peut être interprété, soit par la stimulation de récepteurs différents — thermiques d'abord, nociceptifs ensuite — dont dépendraient des réactions propres, lèchement d'une part, fuite de l'autre, soit par une transformation de la réponse à une stimulation croissante de nocicepteurs. La réexposition à température convenable provoque aussi la substitution du saut au lèchement; il peut alors s'agir du développement d'une hyperalgésie (ou d'une facilitation) périphérique ou (et) médullaire ou (et) supramédullaire, mais on ne peut s'empêcher de penser aussi à un phénomène d'apprentissage.

Cette transformation du comportement de la souris lors des réexpositions présente surtout l'intérêt de se prêter à des mesures objectives et à des recherches expérimentales ultérieures.

(1) J. Jacob, *Actualités pharmacologiques*, 7, 1957, p. 127-171.

(2) G. Woolfe et A. D. MacDonald, *J. Pharmacol.*, 80, 1944, p. 300.

PSYCHOPHYSIOLOGIE. — *Étude du phototropisme des Noctuides (Lépidopt.). Mise en évidence et détermination d'un seuil minimum de réaction en différentes lumières monochromatiques.* Note (*) de M. **Claude Dufay**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Il existe un seuil minimum de réaction de valeur différente suivant la longueur d'onde. Sa variation en fonction de celle-ci montre un minimum en bleu (0,40 à 0,50 μ), une augmentation progressive en vert et en jaune (0,50 à 0,60 μ), puis brusque en rouge (0,60 à 0,70 μ) ainsi que dans le proche ultraviolet (0,365 μ).

L'étude de l'influence de la variation de l'éclairement en lumière blanche sur le phototropisme de *Triphæna pronuba* L. a montré l'existence d'un seuil minimum de réaction (1) : au-dessus de celui-ci, la proportion de papillons présentant des réactions phototropiques positives reste à peu près constante, supérieure ou égale à 80 %; en dessous, elle baisse rapidement au fur et à mesure que l'éclairement décroît. Cette valeur critique de l'éclairement a été déterminée et est de l'ordre de 0,1 à 0,07 lx.

La même méthode expérimentale nous a servi à procéder à une étude analogue sur la même Noctuelle pour diverses lumières à peu près monochromatiques.

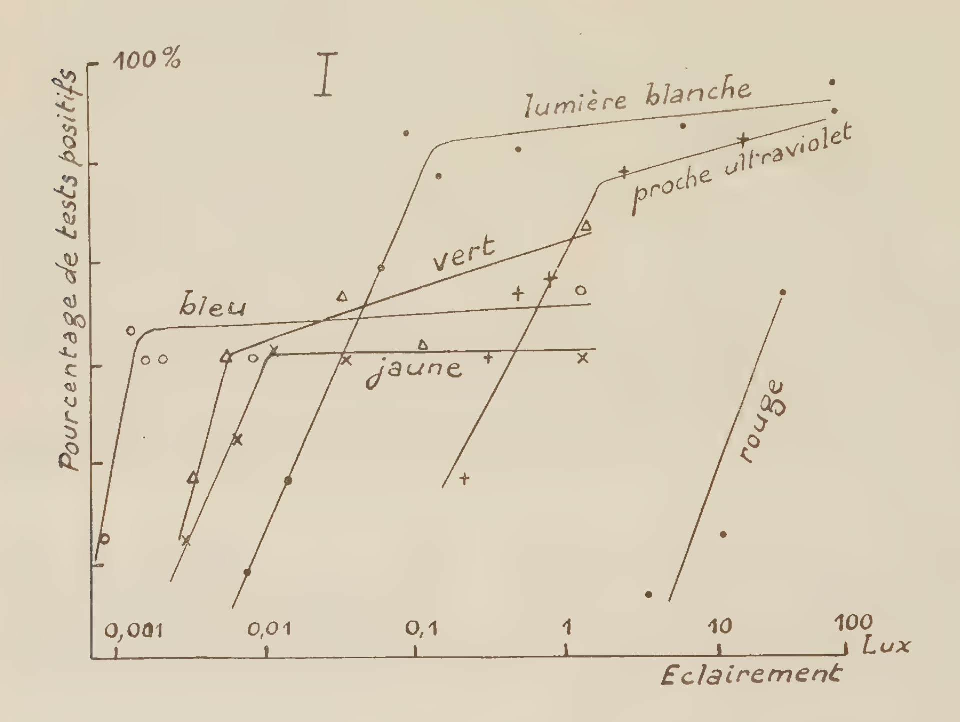
Des filtres colorés laissant passer chacun une bande spectrale bien définie (0,40 à 0,50 μ; 0,50 à 0,55 μ; 0,55 à 0,60 μ; 0,60 à 0,70 μ) sont placés sur le faisceau parallèle provenant d'une lampe à filament de tungstène, et des gélatines neutres, dont les facteurs de transmission diffèrent très peu de 0,45 à 0,70 μ, permettent de faire varier l'éclairement dans le rapport de 1000 à 1. Dans tous les cas un filtre interférentiel arrête les radiations du proche infrarouge.

Pour opérer dans l'ultraviolet ($\lambda = 0{,}365\ \mu$), nous avons remplacé la lampe à incandescence placée au foyer d'une lentille collimatrice, par une lampe à vapeur de mercure au foyer d'un petit télescope cassegrain, donnant un faisceau parallèle de même section; un filtre spécial arrête à peu près tout le visible et ne laisse passer que du proche ultraviolet, avec à peine de violet. Les éclairements obtenus avec l'objectif et le télescope cassegrain ont été comparés avec la même source lumineuse dans le même domaine spectral à l'aide d'une cellule photoélectrique.

L'énergie transportée par les faisceaux de différentes couleurs est mesurée d'autre part avec une pile thermoélectrique en ayant soin d'éliminer le rayonnement infrarouge de longueur d'onde supérieur à 1 μ au moyen d'une cuve d'eau à parois de silice fondue.

Toutes les expériences sont faites à une température comprise entre 19 et 23° et, après une adaptation à l'obscurité de chaque papillon. d'une durée de 5 à 7 h.

Les graphiques de la figure 1 représentent les variations du pourcentage de papillons montrant des réactions phototropiques positives (ou taux de réaction) en fonction de l'éclairement (échelle logarithmique). Celui-ci est exprimé en lux dans le cas de la lumière blanche. Pour les faisceaux colorés, nous avons pris pour mesure de l'éclairement le nombre de lux qui, en lumière blanche, correspondrait au même éclairement énergétique.

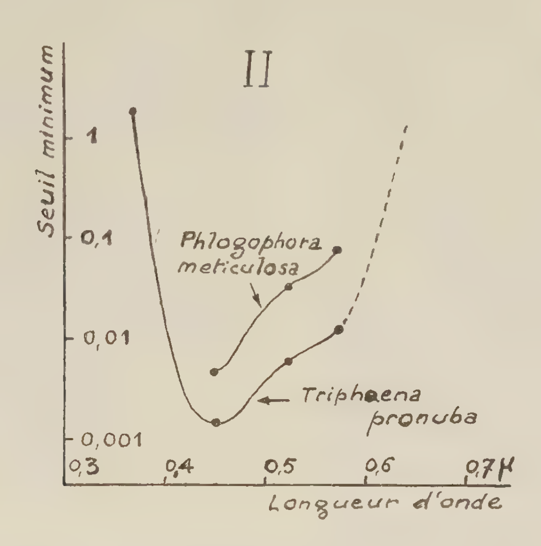


Ces courbes mettent en évidence pour chacune des bandes spectrales étudiées (sauf le rouge) l'existence d'un seuil minimum de réaction. Celui-ci correspond à un éclairement énergétique particulièrement faible en lumière bleue (environ 60 fois plus petit qu'en lumière blanche). En vert et en jaune, les seuils, peu différents l'un de l'autre, sont aussi plus petits qu'en lumière blanche (respectivement 16 et 10 fois plus petit environ). Dans le proche ultraviolet, au contraire, le seuil correspond à une énergie bien plus grande qu'en lumière blanche (plus de 20 fois). Enfin, en lumière rouge, où aucun seuil n'apparaît les points obtenus semblent indiquer qu'on se trouve encore, pour tous les éclairements utilisés, au-dessous du seuil qui pourrait être 250 fois plus élevé qu'en lumière blanche.

La figure 2 montre les variations du seuil minimum de réaction en fonction de la longueur d'onde.

Les variations du temps de latence moyen en fonction de l'éclairement dans chaque couleur ne montrent pas de résultats aussi cohérents. Il semble cependant que ce temps de latence moyen soit à peu près constant pour

les éclairements supérieurs au seuil minimum de réaction et devienne bien plus grand pour les éclairements plus faibles. Il pourrait passer par un minimum quand la valeur de l'éclairement est celle du seuil minimum de réaction.



Des résultats tout à fait analogues ont été obtenus avec une autre Noctuelle, d'une sous-famille différente : *Phlogophora meticulosa* L. En lumière blanche, l'éclairement correspondant au seuil minimum de réaction est du même ordre de grandeur que pour *Triphæna pronuba* L. : environ 0,045 lx au lieu de 0,07 à 0,1 lx. En comparant les énergies relatives aux seuils en différentes couleurs à celle du seuil en lumière blanche, nous trouvons les rapports suivants : bleu, huit fois plus petite, vert à peu près une fois et demi plus petite, jaune près de deux fois plus grande. Enfin aucun phototropisme n'a été constaté dans le rouge, du moins aux éclairements réalisés.

(*) Séance du 18 novembre 1957.
(1) *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1153.

HISTOLOGIE. — *Un noyau particulier dans la formation réticulée bulbaire de quatre Poissons électriques appartenant à la famille des Gymnotidæ.* Note (*) de M. **Thomas Szabo**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Des expériences physiologiques (1), (2), (3), (4), (5) et des examens histologiques (6), (7) ont prouvé que la structure bulbaire d'un grand nombre de Poissons électriques est pourvue d'une agglomération cellulaire, qui joue le

rôle de centre commandant leurs organes électriques. Dans l'intention de généraliser l'idée selon laquelle tous les Poissons électriques posséderaient une telle structure particulière dans le bulbe, nous avons examiné quatre types de Poissons électriques de la famille des Gymnotidæ ([8]), ([9]), ([10]), ([11]) dont le système nerveux central n'avait pas encore (sauf pour le, *Gymnotus carapo*) ([11]) été l'objet d'observations histologiques.

M. le docteur Boeseman au Rijksmuseum de Leiden et M. le Directeur du Vivarium au Muséum d'Histoire naturelle de Paris, ont mis à notre disposition ce matériel rare.

Dans le bulbe de chacun des quatre Gymnotidæ examinés *Gymnotus carapo*, *Sternopygus macrurus*, *Eigenmannia virescens*, *Steatogenys elegans*, nous avons découvert une agglomération cellulaire qui se situe invariablement au niveau du lobe sensitif du nerf facial. C'est un véritable noyau bulbaire faisant partie de la substance réticulée rhombencéphalique dont la structure, chez les Téléostéens au moins, est justement caractérisée par le manque de groupes bien compacts de cellules.

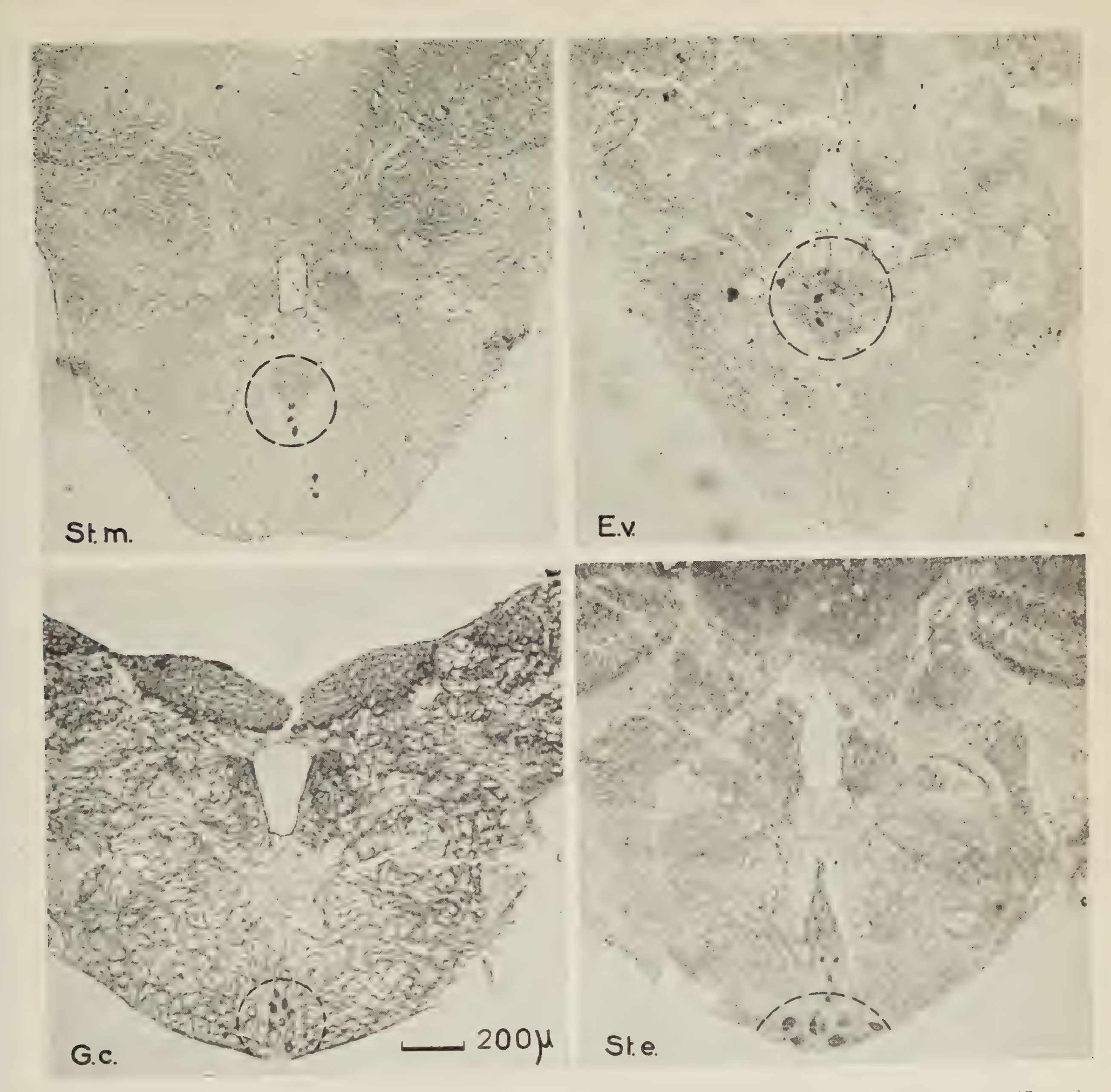
Ce noyau réticulé (n. r.) possède quelques particularités propres à chacune des quatre espèces (*voir* figure) :

1° Chez le *Gymnotus carapo* (G. c.). il se présente comme un noyau de la ligne médiane, limité juste à la surface ventrale. Notons que son existence avait déjà été signalée par Couceiro ([11]).

2° Le n. r. de *Sternopygus macrurus* (St. m.) et celui de *Eigenmannia virescens* (E. v.) sont situés dans la partie dorsale du faisceau longitudinal médian, insérés entre ses faisceaux symétriques. Dans la première espèce, on y distingue deux parties : une plus importante, dorsale, constituée de cellules moyennes, et une ventrale constituée de cellules à plus gros diamètres.

3° Le n. r. de *Steatogenys elegans* (St. e.) ressemble beaucoup à celui de l'*Electrophorus electricus*, décrit par Couceiro et Fessard ([1]) : les très grands neurones qui le constituent sont en position extrême ventrale, et accompagnés dorsalement par des éléments moyens enveloppés d'un réseau caractéristique de fibres. Cette similitude est d'autant plus surprenante que le *Steatogenys* représente une espèce particulière dans la famille des Gymnotidæ électriques : son organe électrique est constitué par un filament sous-mandibulaire et cette position est bien différente de celle de l'organe de l'*Electrophorus electricus*.

Ainsi, par des méthodes histologiques, nous avons mis en évidence chez quatre Gymnotidæ électriques, un noyau réticulé bulbaire dont l'aspect, la position, la forme et la structure sont analogues, sinon identiques, à ce qui est observé chez les Poissons électriques antérieurement étudiés; il nous semble pouvoir être admis, avant même d'avoir établi le trajet des connexions efférentes, que ce noyau représente, lui aussi, le centre de commande bulbaire des organes électriques.



Quatre coupes transversales montrant le noyau réticulé bulbaire (en cercle pointillé) de *Sternopygus macrurus* (St. m.), de *Eigenmannia virescens* (E. v.), de *Gymnotus carapo* (G. c.) et de *Steatogenys elegans* (St. e.). Imprégn. arg. Reumont. La mauvaise qualité des préparations est due à la conservation très longue du matériel dans l'alcool (plusieurs dizaines d'années).

(*) Séance du 18 novembre 1957.

(1) A. Couceiro et A. Fessard, *Neurobiologia*, 16, 1953, p. 289.
(2) A. Fessard et Th. Szabo, *J. Physiol.*, 45, 1953, p. 114.
(3) D. Albe-Fessard et Th. Szabo, *C. R. Soc. Biol.*, 149, 1955, p. 459.
(4) Th. Szabo, *J. Physiol.*, 47, 1955, p. 283.
(5) A. Couceiro, A. Lão et G. Oliveira-Castro, *Ac. Brasil. Ci.*, 27, 1955, p. 323.
(6) Th. Szabo, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1265.
(7) Th. Szabo, *Arch. Anat. micr.*, 41, 1957, p. 81.
(8) M. M. Ellis, *Mem. Carnegie Museum of Pittsburgh*, 6, 1913, p. 109.
(9) C. W. Coates, M. Altamirano et H. Grundfest, *Science*, 120, 1954, p. 845.
(10) A. Lowrey, *J. Morph.*, 24, 1914, p. 685.
(11) A. Couceiro, A. Lão et F. Almeida, *Ac. Brasil. Ci.*, 27, 1955, p. 33.

(*Laboratoire de Neurophysiologie générale du Collège de France.*)

BIOLOGIE. — *Inhibition de l'activité mitotique, dans l'épithélium cornéen du Rat, par quelques dérivés de la phénothiazine.* Note (*) de MM. **Afonso L. Ferreira** et **Lucien Lison**, présentée par M. Robert Courrier.

Nous avons observé que quelques dérivés de la phénothiazine, doués d'activité ganglioplégique, inhibent de façon extrêmement marquée l'activité mitotique dans l'épithélium cornéen du Rat.

Nos expériences ont porté sur 64 mâles adultes, d'un poids de 169 ± 3,4 g pour les animaux témoins et de 165 ± 3,8 g pour les animaux traités. Chaque groupe expérimental a été composé de quatre animaux témoins et de quatre animaux traités, ayant reçu une injection intrapéritonéale d'un mélange de chlorhydrate de chloro-3 (diméthylamino-3′ propyl)-10 phénothiazine et de chlorhydrate de N (diméthylamino-2′ méthyl-2′ éthyl) dibenzoparathiazine, correspondant à 5 mg de base active pour chaque produit.

Tous les animaux d'un groupe ont été sacrifiés en même temps par inhalation d'éther. Les globes oculaires ont été immédiatement fixés pendant 24 h par l'alcool-formol-acide acétique 85:10:5. Ensuite, les cornées ont été isolées, par découpage au niveau du limbe, colorées « in toto » par la réaction de Feulgen suivant les modalités indiquées par L. Lison (1), incisées par quatre traits radiaires de bistouri, perpendiculaires entre eux mais n'atteignant pas le centre, et après déshydratation et éclaircissement, montées au baume du Canada entre lame et lamelle, l'épithélium cornéen au-dessus. Cette technique nous a donné des résultats supérieurs à celle proposée par H. Gay et B. Kaufmann (2) pour l'étude de ce matériel, et permet une étude très commode des mitoses. Dans chaque préparation, les mitoses ont été comptées dans 100 champs du microscope (25 champs dans chaque quadrant de la cornée), sous objectif à immersion, en s'aidant d'un disque micrométrique oculaire quadrillé. La surface effective d'un champ correspond à un carré de 125 μ de côté.

Les huit groupes expérimentaux ont été sacrifiés à des intervalles variant de 10 mn à 8 h après l'injection. Les résultats des numérations sont indiqués

dans le tableau ci-dessous. Les valeurs des colonnes III et IV représentent la moyenne du nombre de mitoses pour 100 champs, calculées à partir des quatre animaux constituant le groupe, suivie de l'erreur type de cette moyenne. Pour l'évaluation des résultats, il est nécessaire de comparer les animaux traités à des contrôles sacrifiés en même temps; en effet, le rythme mitotique est soumis à un cycle journalier, d'après W. S. Bullough ([3]), et peut varier suivant le moment de la journée.

La colonne V indique le nombre des mitoses chez les animaux traités, exprimé en pourcentage de celles des animaux contrôles sacrifiés au même moment.

I. Temps d'action.	II. Heure du jour.	III. Contrôles (mitoses pour 100 champs).	IV. Traités (mitoses pour 100 champs).	V. Pourcentage IV/III.
10 mn	11 h 15	735 ± 73	310 ± 30	42,2
20	12 00	790 ± 55	432 ± 53	54,7
40	17 10	337 ± 66	34 ± 8	10,0
80	18 20	419 ± 38	20 ± 20	4,7
2 h	11 15	585 ± 75	27 ± 12	4,6
4	12 45	533 ± 62	19 ± 14	3,6
6	15 00	441 ± 11	1 ± 1	0,2
8	16 40	431 ± 13	65 ± 40	15,1

L'examen du tableau montre clairement que la drogue provoque en 1 h environ la disparition presque complète des mitoses. Le phénomène est très rapide, puisque 10 mn d'action suffisent à faire diminuer approximativement de moitié le nombre de mitoses. Nous n'avons observé, chez les animaux traités, ni picnoses, ni figures mitotiques anormales, ni anomalies nucléaires.

Nos observations peuvent être rapprochées de celles de Decourt et de ses collaborateurs ([4]) sur l'effets mitostatique des dérivés de la phénothiazine sur les racines de végétaux, les Infusoires et les œufs d'Oursins, que l'auteur interprète comme une action « narcobiotique », sur le cytoplasme et sur le noyau. Chez ces organismes, la drogue agit directement sur les cellules. Chez le Mammifère, il n'est pas impossible que d'autres mécanismes interviennent. Nous espérons pouvoir ultérieurement apporter de nouvelles données sur ce sujet.

(*) Séance du 7 octobre 1957.

(1) *Histochimie et Cytochimie animales*, 1953, 2e éd., Gauthier-Villars, Paris.

(2) *Stain Technol.*, 25, 1950, p. 209.

(3) *Proc. Roy. Soc.*, B-135, 1947, p. 212. Observons en passant que le maximum de l'activité mitotiqne diurne chez nos animaux paraît se produire vers midi, alors qu'il se présente vers 14 h chez les animaux étudiés par Bullough. Cette différence peut s'expliquer

par le contraste entre le climat anglais et celui de Ribeirão Prêto, Brésil, où ont été faites nos expériences.

(4) Ph. Decourt, *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 1195.

(5) Ph. Decourt et G. Anguera, *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 1445.

(6) Ph. Decourt, G. Anguera et R. Grenat, *Comptes rendus*, 238, 1953, p. 1109.

(7) Ph. Decourt, G. Anguera et G. Deysson, *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 1535.

BIOLOGIE. — *Évolution du volume nucléaire du pancréas exocrine du Rat pendant le développement postnatal.* Note (*) de M. **Antonio Sesso**, présentée par M. Robert Courrier.

Nous avons étudié le volume nucléaire du pancréas exocrine chez le Rat femelle pendant les 120 premiers jours après la naissance.

Dans des préparations de 10 μ d'épaisseur, de tissus fixés au Susa ou à l'alcool-formol-acétique (85 : 10 : 5), les diamètres de 100 à 200 noyaux pris strictement au hasard ont été mesurés. Les noyaux étant pratiquement sphériques, les volumes ont été calculés par la formule $V = 4/3\,\pi\,R^3$. Comme les variances tendent à varier proportionnellement aux moyennes, l'étude statistique des résultats a été faite, non sur les volumes, mais sur leurs logarithmes, de manière à rendre les résultats homoscédastiques.

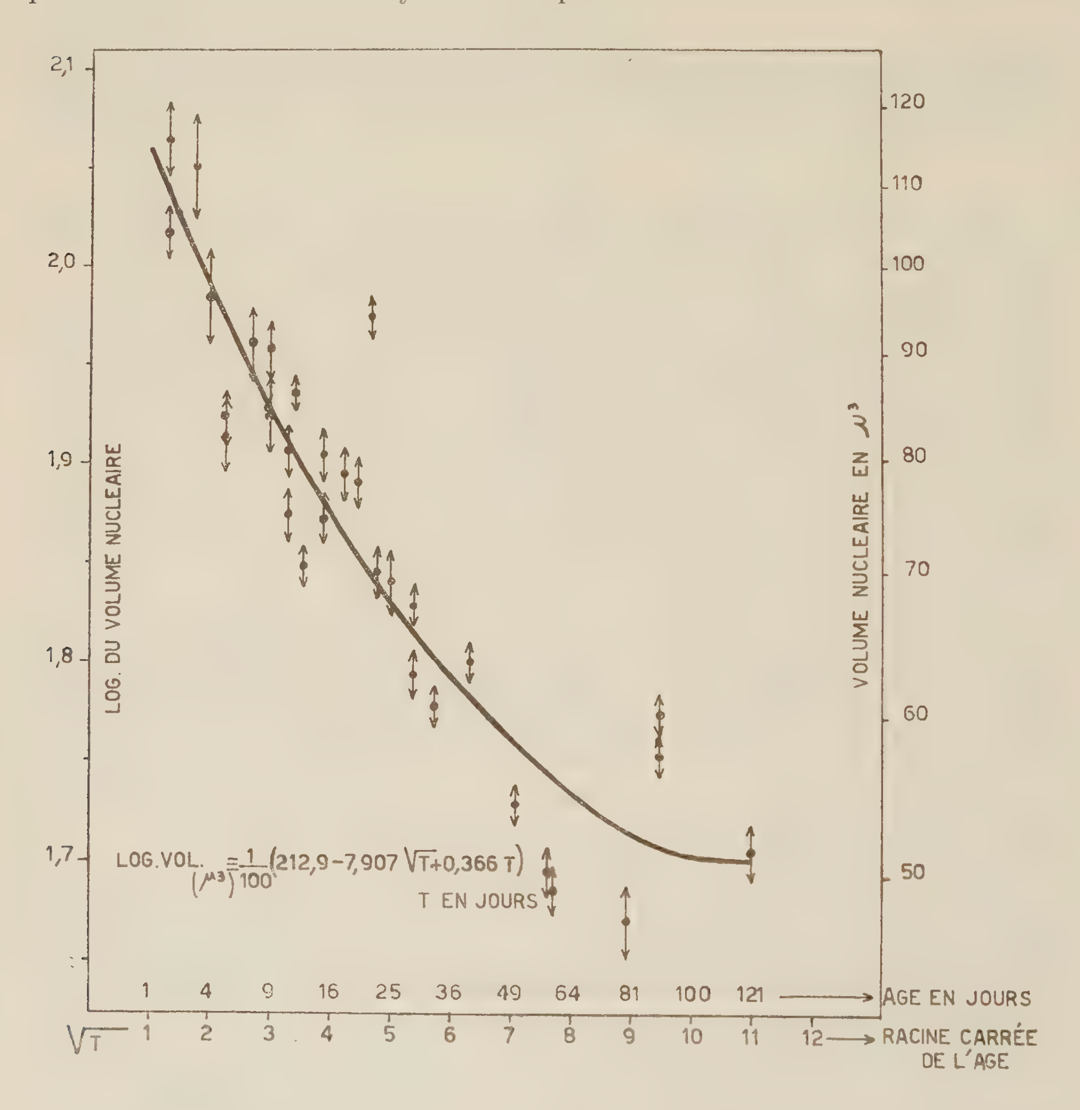
Chez les animaux adultes, les histogrammes des volumes nucléaires sont bimodaux, les valeurs modales correspondant à deux classes nucléaires A et B dont les volumes sont dans la proportion 1 : 2. Les noyaux de la classe B étant toujours en faible proportion, nous avons utilisé seulement les données concernant la classe A.

Nos résultats sont représentés dans le graphique ci-joint. Pour chacun des 31 animaux étudiés, nous avons représenté par un point la moyenne des logarithmes des volumes des noyaux, et par un trait vertical les limites de l'intervalle de confiance de la moyenne pour le coefficient de 95 %. Nous avons porté en abscisses les racines carrées de l'âge, de manière à éviter l'accumulation exagérée des données dans les stades initiaux.

On voit clairement que le volume nucléaire diminue à mesure que l'animal avance en âge, mais d'autant plus lentement qu'il est plus vieux. Le phénomène peut être représenté par la parabole empirique indiquée par un trait plein, que nous avons calculée par la méthode des moindres carrés. Pendant le laps de temps sur lequel ont porté nos observations, le volume nucléaire diminue approximativement de moitié.

Sur des préparations traitées par la réaction de Feulgen, nous avons effectué des dosages histophotométriques de l'acide désoxyribonucléique au moyen de l'histophotomètre de L. Lison (1) et nous avons constaté qu'il n'y a, durant la période étudiée, aucune modification de la teneur moyenne des noyaux. Par conséquent, la variation observée dans le volume nucléaire ne peut pas être rapportée à une variation du matériel chromosomique, suivant le mécanisme de « multiple Succedanteilungen » invoqué

par G. Hertwig [2], selon lequel des mitoses pourraient donner lieu à des cellules-filles douées d'un matériel chromosomique réduit. Elle ne traduit pas non plus l'existence dans les stages jeunes d'un plus grand nombre de cellules en état préprophasique avec matériel chromosomial déjà doublé, puisque dans ce cas, on devrait observer dans ces stades une teneur moyenne plus élevée en acide désoxyribonucléique.



Nous croyons que la diminution progressive du volume nucléaire observée dans notre matériel correspond à un phénomène qui pourrait être plus général : la diminution du volume du noyau dans les cellules sécrétoires lorsque celles-ci subissent la « maturation » cytologique qui les amène à leur état fonctionnel définitif. Dans les premiers jours de la vie, le pancréas du rat ne présente pas les signes classiques d'une activité sécrétoire intense :

grand nombre de grains de sécrétion, abondance de ribonucléines cytoplasmiques, nucléole de grande taille. Ces caractéristiques s'établissent progressivement pendant le premier mois, et surtout à partir du 10ᵉ-15ᵉ jour. C'est la période pendant laquelle le volume nucléaire diminue rapidement.

Une diminution analogue du volume nucléaire pendant la croissance et la différenciation a été observée dans les cellules hépatiques, chez l'embryon de poulet [C. Keller (3)], chez l'alevin de carpe [B. Schreiber et S. Angeletti (4)] et chez le têtard du crapaud [M. Dussa (5)].

(*) Séance du 7 octobre 1957.
(1) *Acta Anat.*, 10, 1950, p. 333.
(2) *Z. mikroskop. anat. Forsch.*, 45, 1939, p. 37.
(3) *Z. Zellforsch.*, 19, 1933, p. 511.
(4) *Anat. Rec.*, 76, 1940, p. 431.
(5) *Anatom. Anzeiger.*, 91, 1941, p. 321.

BIOLOGIE. — *Sur l'action tératogène de l'acide x-méthylfolique chez la Souris.* Note de M. **Herbert Tuchmann-Duplessis** et Mme **Lucette Mercier-Parot**, présentée par M. Robert Courrier.

L'adjonction de 0,5 % d'acide x-méthylfolique à un régime normal les 6ᵉ, 7ᵉ, 8ᵉ et 9ᵉ jours de la gestation provoque chez la Souris un fort pourcentage d'avortements et 65 % des fœtus vivants présentent des malformations graves. La nocivité de l'acide x-méthylfolique est atténuée lorsque le traitement est institué à partir du 7ᵉ jour.

L'acide folique, dont les propriétés antianémiques sont bien connues, semble également jouer un rôle important au cours du développement embryonnaire. En soumettant des Rattes gravides à des régimes alimentaires carencés en acide folique, Giroud et Lefebvres (1) ont observé de nombreuses malformations. L'influence tératogène de la carence folique a pu être précisée grâce à l'utilisation de substances antagonistes de cette vitamine : l'aminoptérine et l'acide x-méthylfolique. Avec la dernière substance, Nelson et coll. (2), Tuchmann-Duplessis et coll. (3) ont observé des anomalies nerveuses, squelettiques et viscérales.

Les résultats obtenus chez le Rat nous ont incité à voir si l'action tératogène de l'acide x-méthylfolique se manifesterait aussi chez d'autres espèces. Nous rapportons ici nos observations chez la Souris.

Des Souris blanches d'un poids moyen de 20 à 25 g ont été, après l'accouplement, divisées en trois groupes : l'un de 4 souris sert de témoin, un deuxième de 20 souris a été traité pendant quatre jours par l'acide x-méthylfolique à partir du 6ᵉ jour et un troisième comprenant 7 souris reçoit le même traitement mais seulement à partir du 7ᵉ jour. Tous les animaux traités et témoins sont maintenus au régime habituel du laboratoire

comprenant des biscuits du commerce et des grains de blé, additionné d'un peu d'huile de foie de morue.

L'acide x-méthylfolique (des Laboratoires Lederlee, lot n° 7-9436) a été



Fœtus de souris prélevés au 16e jour de la gestation.

1. Exencéphalie et cœlosomie.
2. Même fœtus vu de profil montrant l'extension postérieure de l'exencéphalie.
3. Exencéphalie et bec de lièvre.
4. Vue postérieure d'une exencéphalie.

ajouté à la nourriture à raison de 0,5 %. L'évolution de la gestation est suivie par des frottis vaginaux quotidiens et les animaux ont été sacrifiés entre le 13e et le 16e jour.

Répercussions de l'acide x-méthylfolique sur la gestation.

Traitement.	Nombre d'animaux.	Avortements.	Nombre de fœtus.	Nombre de fœtus anormaux.
Témoins	4	0	22	0
Traités par l'acide x-méthylfolique (0,5 %) les 6e, 7e, 8e et 9e jours	20	13	36	20
Traités par l'acide x-méthylfolique (0,5 %) les 7e, 8e et 9e jours	7	1	35	3

L'acide x-méthylfolique a une action tératogène très marquée chez la Souris comme le montre le tableau qui résume les résultats. L'action de cette antivitamine s'avère particulièrement nocive pour les Souris traitées à partir du 6e jour de la gestation. En effet, dans ce groupe, plus de 65 % des animaux avortent et le développement des fœtus survivants se trouve fortement perturbé, ils présentent des malformations graves. Celles-ci intéressent le système nerveux central, exencéphalie, les yeux, anophtalmie et microphtalmie, la face, bec de lièvre et le système axial. Trois fœtus ont des cœlosomies. Par ailleurs, les fœtus présentent souvent un œdème généralisé, associé ou non à d'autres malformations.

Le développement est moins perturbé lorsque l'antagoniste n'est donné qu'à partir du 7e jour et les malformations obtenues s'avèrent moins fréquentes et moins graves.

Ces résultats montrent que l'acide x-méthylfolique a donc également, chez la Souris, une forte action tératogène. Cette antivitamine paraît même plus nocive pour la Souris que pour le Rat, surtout si l'on tient compte de la différence des conditions expérimentales réalisées pour ces deux espèces. En effet, chez le Rat l'acide x-méthylfolique avait été incorporé à des régimes synthétiques privés d'acide folique et additionnés de succinylsulfathiazol, sulfamide qui limite la synthèse intestinale de l'acide folique. Les Souris, au contraire, reçoivent l'antivitamine tout en étant maintenues à un régime normal, c'est-à-dire en conservant leur réserve d'acide folique. Il est donc probable que, dans ces conditions, l'action de l'antagoniste se trouve partiellement freinée car il agit en présence de l'acide folique endogène. Néanmoins, malgré les conditions d'action moins favorables que chez le Rat le pourcentage de malformations observées chez la Souris est très élevé.

(1) A. Giroud et J. Lefebvres, *Arch. Franç. Pédiat.*, 8, 1951, p. 648.
(2) M. Nelson, H. V. Wright, C. W. Asling et H. M. Evans, *J. Nutr.*, 56, 1955, p. 349.
(3) H. Tuchmann-Duplessis et J. Lefebvres, *C. R. Ass. Anat.*, 1957 (sous presse).

(*Laboratoire d'embryologie, Faculté de Médecine, Paris.*)

BIOLOGIE. — *Deux cas de gynandromorphisme chez l'Oniscoïde* Armadillidium vulgare *Latreille; interprétation théorique du phénomène.* Note (*) de M. **Jean-Jacques Legrand**, transmise par M. Albert Vandel.

Deux individus présentant des gonades de structure aberrante : en partie ♂ et en partie ♀, avec des mosaïques sexuelles dans les zones de contact des deux tissus, ont été observés au sein d'une population d'*Armadillidium vulgare*. Deux possibilités d'interprétation du gynandromorphisme chez les Oniscoïdes sont proposées.

Dans un lot de 300 individus d'*Armadillidium vulgare* récoltés à Sainte-Maxime (Var) par G. Johnson et par ailleurs au sein d'une portée issue d'une ♀ de même provenance, j'ai trouvé deux individus dont la morphologie externe est voisine de celle de l'intersexué décrit en 1941 [1].

Le premier individu, observé à l'état adulte et conservé en élevage pendant deux mois, était ♀ par l'existence d'ouvertures génitales, la coloration, l'état des péreiopodes et des trois dernières paires de pléopodes. Il a présenté une mue parturiale avec différenciation incomplète des oostégites et absence de ponte. Ses deux premières paires de pléopodes étaient différenciées dans le sens ♂, les endopodites I, totalement différenciés, étant coaptés avec une apophyse génitale.

Le deuxième individu, né au Laboratoire, a été suivi pendant 13 mois. Il présentait trois mois après sa naissance à la fois des ouvertures génitales ♀ et un faible développement des endopodites de la première paire de pléopodes, encadrant une petite apophyse génitale. La coloration est restée femelle, ainsi que l'ensemble des appendices, à l'exception des deux premières paires de pléopodes qui sont d'ailleurs demeurées à un faible degré de différenciation mâle, sans coaptation des endopodites I avec l'apophyse génitale ni différenciation des exopodites. A l'âge de 10 mois cet individu à présenté une mue parturiale avec différenciation complète des oostégites, mais sans ponte.

Les deux individus ont été examinés en coupes sériées. Chez l'un et l'autre les gonades offraient une structure tout à fait anormale et dissymétrique, comportant des parties entièrement ♂, d'autres entièrement ♀ et enfin des zones de contact correspondant à une mosaïque de tissus ♂ et ♀.

Chez le premier individu : la gonade droite présente du côté interne l'aspect d'un testicule, avec trois utricules en pleine activité se raccordant avec une vésicule séminale bourrée de spermatozoïdes, suivie elle-même d'un canal déférent sécrétoire aboutissant à l'apophyse génitale. La gonade gauche comporte également trois utricules testiculaires mais très inégaux. La partie distale de la gonade est normale. Du côté externe chacune des deux gonades offre une partie ovarienne pure, de structure aberrante : il n'y a aucune distinction entre la zone germinative et de maturation, l'ensemble du tissu est constitué d'ovocytes de diamètre ne dépassant pas 80 μ, à noyau énorme et polybé, à cytoplasme totalement dépourvu de vitellus. On observe de rares cellules folliculaires. Cette partie ovarienne ne dépasse pas le niveau du quatrième segment thoracique où, à droite comme à gauche, elle se raccorde avec l'utricule testiculaire distal. La zone de contact, plus étendue à gauche qu'à droite, offre une mosaïque de plages, les unes ♂, les autres ♀ sous forme de petits diverticules séparés, d'autres enfin mixtes, avec généralement des ovocytes à la périphérie et des sperma-

tocytes au centre. Les deux oviductes sont indépendants de la zone ovarienne et semblent se raccorder par de très fins tractus à la vésicule séminale de chaque testicule.

Le deuxième individu présente une dissymétrie encore plus accentuée des gonades : celle de droite est un testicule normal et fonctionnel. L'oviducte droit naît au niveau de la vésicule séminale et est relié à cette dernière par un très fin tractus. La gonade gauche est mixte : sa partie proximale est constituée par un utricule testiculaire ne contenant, au moment de la fixation, que des cellules sertoliennes. Cet utricule se raccorde à une partie ovarienne qui, dans sa zone proximale, lui sert de vésicule séminale et où l'on peut observer côte à côte : de jeunes ovocytes normaux en voie de grand accroissement, des restes d'ovocytes dégénérés par suite de l'absence de ponte trois mois auparavant, des cellules folliculaires entourant les ovocytes et enfin, au centre, une abondante sécrétion agglutinant des paquets de spermatozoïdes et provenant de cellules glandulaires pariétales analogues à celles d'une vésicule séminale normale. Au-delà de cette zone de contact la gonade se prolonge par une partie purement ovarienne reliée à un oviducte normal. La zone germinative comporte quelques très jeunes ovocytes et la zone de maturation uniquement des restes d'ovocytes en voie de lyse. Par ailleurs l'ovaire se prolonge au-delà du segment thoracique 6 par un cordon cellulaire plein, dont la partie distale se renfle en un canal déférent sécrétoire qui aboutit, comme son symétrique, à l'apophyse génitale.

La structure des gonades permet de considérer ces deux individus comme des gynandromorphes en mosaïque. Elle présente certains traits communs — tels que la présence d'utricules ♂ et de canaux déférents branchés sur les ovaires avec l'hermaphrodisme protandrique rudimentaire que j'ai décrit chez *Porcellio dilatatus* ([2]), mais en diffère par le degré de différenciation de la partie ♂ de la gonade et par l'absence de fonctionnement ♀.

L'existence chez les Oniscoïdes d'un mécanisme endocrinien de différenciation sexuelle ayant pour base la sécrétion d'une hormone ♂ par le tissu sertolien du testicule et celle d'une hormone ♀ par le tissu folliculaire ovarien pose chez ces Crustacés un problème comparable à celui du gynandromorphisme chez les Vertébrés. Les modalités du problème diffèrent cependant puisque, chez les Oniscoïdes, chacune des deux hormones a son territoire propre d'action : l'hormone ♀ commande la différenciation des oostégites à la mue qui précède la ponte, mais n'inhibe pas la différenciation des caractères ♂; l'hormone ♂ commande la différenciation du tractus génital ♂ et des appendices et n'agit qu'indirectement sur la formation des oostégites en tarissant à la longue, chez les ♀ ayant reçu un implantat testiculaire, la source d'hormone ♀, par inhibition du développement des follicules ovariens. Il faut donc expliquer pourquoi, en présence de testicules fonctionnels, la différenciation ♂ des appendices n'est cependant que partielle et pourquoi celle des oostégites est-elle possible ? Ce dernier point est comparable au cas des espèces hermaphrodites comme les *Rhyscotidæ* où les gonades ♂ et ♀ fonctionnent simultanément. On peut donc admettre que, chez ces gynandromorphes comme chez les hermaphrodites, les ovocytes, de par leur constitution

génétique, ne sont pas sensibles à l'hormone ♂ ou que celle-ci est absente. La différenciation partielle des variants sexuels ♂ et sa progression extrêmement lente constatée chez le deuxième individu gynandromorphe contraste totalement avec celle d'un jeune ♂ normal ou d'une ♀ ayant reçu un implantat testiculaire. Elle est remarquablement analogue à celle que j'ai décrite chez les ♀ de *Porcellio dilatatus* présentant une masculinisation spontanée des appendices tout en conservant un fonctionnement ovarien normal ([3]). Ce dernier étant inhibé par implantation testiculaire, j'ai admis que la masculinisation spontanée résultait de l'effet local d'endohormones d'origine génique. Ce même schéma peut être appliqué au cas présent des *Armadillidium vulgare* gynandromorphes, à condition d'admettre que le tissu sertolien des testicules ne secrète pas d'hormones chez ces individus. Cette hypothèse est conciliable avec la persistance d'un fonctionnement ovarien endocrine qui s'est traduit par la différenciation d'oostégites. Cette première interprétation possible du gynandromorphisme des Oniscoïdes, qui admet que la différenciation sexuelle ♂ — la seule permanente — est de nature territoriale et génique, rejoint le schéma admis chez les Insectes et chez les Crustacés Décapodes (Veillet, 1945). Un deuxième schéma est possible : en présence d'hormone ♂ circulante les divers territoires du gynandromorphe se différencieraient en fonction de leur constitution génétique anormale, ni réellement ♂ ni réellement ♀. Seule une étude expérimentale par implantation de gonades gynandromorphes à des ♀ normales et de testicules de ♂ normaux à des gynandromorphes peut résoudre cette question. Cette étude est actuellement en cours.

(*) Séance du 18 novembre 1957.
([1]) *Comptes rendus*, 213, 1941, p. 808.
([2]) *Comptes rendus*, 224, 1947, p. 1029.
([3]) *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1565.

BIOLOGIE MARINE. — *Plancton observé durant trois plongées en bathyscaphe au large de Toulon*. Note (*) de M. **Francis Bernard**, présentée par M. Louis Fage.

Le zooplancton matinal offre un maximum très net de densité dans les couches moyennes (200 à 900 m), et devient rare entre 900 et 2 000 m. En plus des animaux, les amas de *Coccolithus* (Flagellés calcaires) sont très souvent visibles du bathyscaphe.

Malgré son intérêt, une seule plongée en bathyscaphe ne représente qu'un sondage isolé dans l'immensité marine : on ne peut en généraliser les observations sans grave imprudence. Aussi avons-nous fait trois

descentes sensiblement au même point, à 9 milles au Sud du Cap Sicié (Toulon), toutes à la saison chaude et avant midi, par fonds de 2120 à 2 290 m. Le tableau ci-dessous en précise les éléments.

La vitesse de plongée, réduite au minimum possible, s'est maintenue habituellement entre 16 et 19 cm/s, soit une dizaine de mètres par minute. A cette vitesse, on peut essayer de compter, à intervalles réguliers, le nombre de petits animaux aperçus par seconde.

200 à 350 semblables dénombrements, soit un tous les 8 m en moyenne, ont pu être effectués à chaque descente. Le nombre d'animaux vus (en majorité petits Copépodes, taille allant jusqu'à 25 cm pour de rares Poissons) varie de 0 à près de 600. Pour évaluer les nombres supérieurs à 10, un cache, masquant les 4/5e ou les 19/20e du hublot a été employé. D'après l'ingénieur Willm, le phare utilisé avait une puissance de 1000 W, dont 100 efficaces, et devait éclairer la mer sur une épaisseur moyenne de 6 m et suivant un cône d'angle 27°. Le volume ainsi éclairé, variable selon l'opacité de l'eau, est en moyenne de 5,5 m^{3}, et entièrement visible à travers le hublot. Le nombre d'animaux par mètre cube varierait donc de 0 à 100, avec une moyenne générale de 10, chiffres du même ordre que ceux résultant des pêches au filet fin en Méditerranée.

Pareil essai quantitatif [1] a déjà fait l'objet de critiques méritées, notamment par G. Trégouboff (1955) [2]. Notre procédé est imprécis, bien entendu, mais, pour des nombres variant de 0 à 600, des erreurs de 10 à 30 % dans les évaluations permettent néanmoins de distinguer les couches pauvres en plancton des couches fertiles, ce qui était l'un des buts poursuivis. Aux deux premières plongées, le seston et les petits cadavres, rares ou peu abondants, ne causaient pas de confusions notables. A la plongée du 18 septembre, le mistral violent des jours précédents (vent d'Ouest venant de la côte) avait enrichi l'eau en détritus, auxquels s'ajoutait, surtout au-dessous de 1900 m, de la vase en suspension. Toutefois, l'expérience acquise auparavant m'a servi à éliminer des numérations la plupart des particules inertes.

Sans aucun doute, il y a des couches très riches en zooplancton, surtout à partir de 200 m et jusqu'à 900 m de profondeur. Plus bas, la densité est presque toujours faible de 900 à 2 000 m, un peu plus grande çà et là entre 2 000 m et le fond. Les genres identifiables aperçus dans cette dernière zone, abyssale, comprennent des formes benthoniques (Gammariens, Caprelliens, Annélides, etc.) sauf dans un courant parallèle au fond, dont la vitesse est d'une fraction de nœud et l'épaisseur de 20 m au maximum.

Entre les essaims successifs de petits animaux s'intercalent des couches dont le peuplement, au moins dans les quelques mètres visibles, est très faible ou nul. Le tableau montre que ces régions presque azoïques étaient

cinq fois plus fréquentes le 31 mai 1955, jour où les zones riches étaient plus concentrées en profondeur (650 à 910 m). Pour expliquer cela, il faut tenir compte des dates et heures de plongée. Fin mai, le soleil se lève bien plus tôt qu'à mi-septembre, et la descente commençait 1 h plus tard : la distribution observée est ainsi d'un type franchement diurne. Celles de septembre gardent, en partie au moins, un type nocturne, plus étalé vers la surface, surtout le 8 entre 150 et 500 m. Le 18, la couche riche ne commence qu'à 260 m, peut-être parce que le plancton a fui la surface, troublée par 5 jours de violent mistral.

	Dates et heures des plongées :		
	31 mai 1955 à 9 h 04.	10 septembre 1957 à 8 h 03.	18 septembre 1957 à 6 h 47.
Point de plongée (1).....	42°54'3" N 5°52'7" E	42°53'5" N 5°51'3" E	42°53'31" N 5°49'52" E
Profondeur..............	2 120 m	2 150 m	2 290 m
Heure d'arrivée au fond...	12 h 08	11 h 43	11 h 02
Salinité (‰)...........	–	500 m : 38,13 600 m : 38,19 1 000 m : 38,35	400 m : 38,24 600 m : 38,30 1 000 m : 38,24
Nombre total d'animaux dénombrés............	205	251	349
Dénombrements inférieurs à trois................	24 %	5 %	6 %
Couches les plus riches (100-600 individus) (2).	650 à 910 m	150 à 500 m	260 à 890 m
Densité moyenne dans la zone riche............	220 individus	210 individus	150 individus
Seston..................	Très rare	Assez commun	Très commun (3)

Nombre total d'individus et couches optima (4) *pour :*

Rhizophysa (5)..........	24,	530-830 m	23,	200- 500 m	64,	370- 855 m
Méduses (6)............	55,	130-510 m	21,	135- 500 m	30,	240-1 260 m
Gros Copépodes 5 mm....	35,	1 090 au fond	26,	1 070-1 905 m	68,	1 000 m au fond
Cyclothone (7)..........	22,	605-1 010 au fond	70,	510- 792 m	86,	500-915 m
Autres Poissons (8)......	18,	790-1 010 m	39,	410- 576 m	42,	510-790 m

1. Retour en surface à environ 1 mille à l'Ouest du point de plongée. 2. Zone riche, homogène le 31 mai 1955, coupée de régions pauvres en septembre. 3. Après 5 jours de violent mistral. 4. Amas palmelloïdes de *Coccolithus* surtout de 50 à 420 m. 5. 6 à 9 fois plus fréquent que les autres Siphonophores. 6. *Solmissus* dominant. 7. *C. microdon* dominant. 8. *Myctophidæ* dominant.

Certains êtres cités dans le tableau n'ont rien de surprenant, par exemple le petit poisson lumineux *Cyclothone microdon*, commun dans les pêches pélagiques à partir de 400 m. Plus étonnante est l'abondance du Siphonophore grêle *Rhizophysa filiformis* Forskål. Ces petites colonies, longues de 10 à 12 cm, ne manquent nulle part, et l'on en voit de 24 à 64 par

plongée, alors que les autres Siphonophores (surtout des *Monophyes*) ne sont représentés que par trois à neuf colonies. Or, *Rhizophysa* est assez rare dans les pêches et les collections.

En dehors des *Cyclothone*, les Poissons aperçus sont essentiellement des *Myctophidæ* indéterminables à première vue, parfois des *Paralepis* [vus près du fond dans mes dernières plongées, communs à partir de 550 m durant celle de M. Furnestin (³)], rarement des *Argyropelecus*. La couche riche en Poissons se prolonge toujours 100 à 200 m plus bas que les couches à microplancton dense. Inversement, une zone assez riche en Méduses commence vers 130 m, donc plus haut que la zone à *Rhizophysa* et à Copépodes nombreux.

Les autres groupes décelés (Salpes, Ptéropodes, Radiolaires, etc.) seront étudiés par la suite. Disons simplement, pour terminer, que le *phytoplancton à Flagellés est souvent visible du bathyscaphe*, sous forme de petits grains rouge-orangé de 0,1 à 0,5 mm, surtout abondants de 50 à 400 m mais présents jusqu'au fond. Ces grains sont des amas palmelloïdes de *Coccolithus fragilis* Lohm., chacun correspondant à des centaines de cellules. Leur fréquence est bien naturelle, car dans les eaux méditerranéennes les plus riches (400 à 4 000 *Coccolithus* par millilitre), on voit plusieurs grains semblables dans un simple flacon d'un tiers de litre.

(*) Séance du 18 novembre 1957.

(¹) *Bull. Inst. Océanogr.*, n° 1063, 1955; *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 2565.

(²) *Bull. Inst. Océanogr.*, n° 1085, 1955.

(³) *Rev. Trav. Inst. Pêches Marit.*, 19, 1955, p. 435-442.

CHIMIE PHYSIOLOGIQUE. — *Sur la nature de complexes phospholipidiques apparaissant dans la lumière intestinale et les fèces du Rat en présence et en l'absence de bile.* Note de Mmes **Jeanine Raulin** et **Jacqueline Clément** (¹), présentée par M. Robert Courrier.

Des régimes à base d'acides gras libres désaturés et de cholestérol font apparaître dans le contenu intestinal et les fèces du Rat, des complexes lipidiques précipitables par l'acétone, ayant des teneurs en acides gras, phosphore et azote voisines de celles des lécithines ou céphalines; chez le Rat porteur de fistule biliaire, les rapports moléculaires entre ces constituants diffèrent et les complexes renferment du calcium.

Dans des recherches antérieures (²), (³), nous avons montré qu'un régime contenant 15 % d'acides gras libres désaturés en C_{18} (provenant de l'huile de tournesol) et 3 % de cholestérol donnait lieu à la formation de phospholipides dans le contenu intestinal et les fèces du jeune rat alors qu'on n'en trouve pas trace après administration de triglycérides associés ou non au cholestérol, ou encore d'acides gras (A. G.) libres sans

cholestérol. En présence d'une quantité limite de choline (0,05 %) le régime est toxique pour l'animal; l'administration d'extra-choline (1 %), soit dans le régime, soit par voie sous-cutanée évite les accidents [4], [5], [6], mais ne modifie pas pour cela la composition lipidique du contenu intestinal et des fèces. Cette constatation nous a amenées à penser que la bile pourrait jouer un rôle dans le transport des dérivés choliniques et dans la synthèse des phospholipides intraluminaires.

L'une de nous ayant par ailleurs signalé en 1955 [7] que des « phospholipides » de caractère anormal (rapport moléculaire P/AG très faible, degré de désaturation bas) apparaissent dans le contenu intestinal de rat, lorsque la bile ou le suc pancréatique sont dérivés vers l'extérieur et des recherches récentes de Swell [8] ayant montré la présence de calcium dans les lipides fécaux, il nous a semblé intéressant de reprendre certaines des expériences que nous avions faites pour essayer de préciser la nature des lipides intraluminaires et fécaux en présence et en l'absence de bile. Nous avons utilisé des rats mâles pesant 35 g, intacts ou porteurs de fistule biliaire permanente [9], soumis à trois régimes (D. E. F.) contenant 15 % d'A. G. libres isolés de l'huile de tournesol et 3 % de cholestérol amorphe qui ne diffèrent entre eux que par la quantité et le mode d'administration de la choline. Les rats sont répartis en lots de quatre à cinq animaux chacun et gardés aux régimes expérimentaux pendant 5 jours. Les fèces des quatre derniers jours et les contenus intestinaux sont traités comme indiqué précédemment [3] pour l'extraction des lipides. Nous préciserons seulement que les phospholipides sont obtenus de façon classique : addition de 9 vol d'acétone en présence de Cl_2 Mg à la solution chloroformique contenant les lipides totaux (deux précipitations).

Dans tous les cas, le précipité recueilli présente l'aspect et les caractères habituels des précipités de phospholipides : il est soluble dans le benzène, le chloroforme; il peut être redissous et reprécipité plusieurs fois sans changer de composition. Il est exempt d'acides gras libres et d'insaponifiable. Nous avons fait des dosages d'acides gras, de phosphore, d'azote, de choline et aussi de calcium.

RÉSULTATS. — 1° *Lorsque la sécrétion biliaire est conservée* (tableau part. A), les phospholipides du contenu intestinal et des fèces sont apparemment des phosphatides vrais : le rapport moléculaire P/AG s'écarte peu de la normale.

Si on les purifie par passage sur colonne de cellulose, le rapport devient même très voisin de 0,25 (rapport normal pour un mélange de lécithine et de céphaline). Il n'y a pas de calcium dans les phosphatides du contenu intestinal, on en trouve seulement dans les fèces des animaux recevant peu de choline. L'indice d'iode des AG des phospholipides fécaux est voisin de 90.

A. *Animaux intacts.*

		$\frac{PL \times 100}{LT}$.	$\frac{Mol\ P}{Mol\ AG}$.	$\frac{Mol\ Ca}{Mol\ AG}$.
Contenu intestinal	D	29,5	0,33	0
	E	23,5	0,33	0
	F	23,3	0,30	0
Fèces	D	6,3	0,25	0,044
	E	6,3	0,30	Non dosé
	F	2,3	0,31	0,001

B. *Animaux porteurs de fistules biliaires.*

Contenu intestinal	D	–	0,015	0,060
	E	25,4	0,154	0,019
	F	28,0	0,112	0
Fèces	D	21,0	0,018	0,071
	E	24	0,080	0,047
	F	26	0,011	0,072

D : régime de base + cholestérol + A. G. libres + 0,05 % de choline,
E : » + » + » + 1 »
F : » + » + » + 1 » (injectée).

2° *Lorsque la bile est dérivée vers l'extérieur* (tableau part. B), le pourcentage de ces lipides phosphorés augmente dans les fèces. Il varie de 21 à 26 % selon le régime alors qu'il ne dépasse pas 6 % quand la sécrétion biliaire est conservée. L'excrétion est encore accrue (31 %) lorsque le régime ne contient pas de taurocholate. Leur composition s'écarte nettement de celle des lécithines et céphalines : il y a un gros excès d'acides gras par rapport au phosphore, et fait plus curieux encore, ces lipides renferment du calcium.

Les rapports moléculaires P/AG et Ca/AG sont presque identiques dans le contenu intestinal et les fèces pour le régime D.

Quand on ajoute de la choline (régime E et F), les deux rapports se rapprochent des valeurs normales trouvées dans le contenu intestinal comme s'il y avait dilution des phospholipides du type anormal par les phosphatides habituels. Dans les fèces par contre, ces rapports ne sont pas améliorés (sauf si la choline est donnée *per os*, régime E); on pourrait penser que les phosphatides normaux du contenu ont été résorbés et que sont surtout excrétés les phosphatides anormaux.

Quelques dosages effectués sur les phospholipides fécaux des rats au régime E nous ont montré que 1/6e seulement de l'azote total est sous forme cholinique et que ces phospholipides sont accompagnés d'impuretés phosphorées et azotées qu'on peut écarter par passage sur colonne de cellulose; le rapport Ca/AG, par contre, ne varie pas au cours de la purification.

En résumé, nos résultats montrent que dans certaines conditions de

régime (présence simultanée de cholestérol et d'acides gras libres) lorsque la bile est dérivée vers l'extérieur, il apparaît dans le contenu intestinal et les fèces, des complexes lipidiques précipitables par l'acétone, ayant des teneurs en AG, P et N différentes de celles des phospholipides habituels et renfermant en outre du calcium.

Il est difficile pour le moment d'émettre une hypothèse sur la formation et le rôle physiologique possible de ces complexes calciques.

La question se pose en particulier de savoir si ce sont des constituants normaux du contenu intestinal qui seraient résorbés d'ordinaire en présence de bile et si la flore microbienne intervient dans leur formation.

(1) Avec la collaboration technique de M[lles] Nguyen Thi The et Janine Abadie-Debat.

(2) G. Clément, J. Clément et J. Raulin, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 73.
(3) G. Clément, J. Clément et J. Raulin, *Arch. Sc. Physiol.*, 11, 1957, p. 101.
(4) J. Raulin, *Arch. Sc. Physiol.*, 8, 1954, p. 107.
(5) J. Raulin et R. Jacquot, *Comptes rendus*, 239, 1954, p. 726.
(6) J. Raulin, *Arch. Sc. Physiol.*, 10, 1956, p. 1.
(7) G. Clément, J. Clément, M. Drevet et J. Abadiedebat, *Bull. Soc. Chim. Biol.*, 37, 1955, p. 857.
(8) L. Swell, E. C. Jr Trout, H. Jr Field et C. R. Treadwell, *J. Biol. Chem.*, 223, 1956, p. 743.

(9) Les Rats porteurs de fistules biliaires reçoivent du taurocholate de soude (0,3 % du régime sec), quantité calculée d'après la moyenne de sécrétion biliaire journalière d'un Rat porteur de fistule permanente.

(*Laboratoire de Biochimie de la Nutrition à Bellevue et Département de Physiologie et Biochimie cellulaires de l'Institut de Recherches sur le Cancer à Villejuif.*)

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Apport massif en potassium, déficit en sodium* dans la nourriture du *Bouquetin des Alpes* (Capra ibex ibex *L.* 1758). *Vérification de la loi de Bunge-Quinton-Mc Callum.* Note (*) de MM. **Marcel A. J. Couturier** et **Gilbert L. M. Carraz**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Grâce au Conseil d'Administration du parc national du Grand Paradis d'une part, au Service fédéral des forêts à Berne d'autre part, l'un de nous a pu faire l'autopsie de six Bouquetins des Alpes (cinq italiens et un suisse), tous mâles adultes, aussitôt après leur mort. Toutes les fois que la chose a été possible, l'un des auteurs a recueilli du sang et de l'urine en vue de l'étude du métabolisme du potassium et du sodium; il a confié ses prélèvements à son collègue qui a pratiqué les examens de laboratoire.

Les déterminations qui figurent ci-après ont été faites au spectrophotomètre de flamme. Les résultats sont exprimés en milligrammes et milliéquivalents par litre de sérum ou de plasma ou d'urines. Nous faisons figurer également le rapport K/Na sérique en milliéquivalents, ce rapport étant multiplié par 10.

BOUQUETIN n° 1 :

Mâle dans sa neuvième année, tué le 14 décembre 1955 au Loson, Valnontey, vallée de Cogne, P. N. G. P. (Italie).

K sérique :	320 mg/l, soit en méquiv	8,2 par litre, rapport × 10, 0,48
Na » :	3 800 »	»	165,2 »

Pas d'urines

BOUQUETIN n° 2 :

Mâle dans sa douzième année, tué le 20 mai 1956 à Péchoud, vallée de Rhêmes, P. N. G. P. (Italie).

K sérique :	285 mg/l, soit en méquiv	7,3 par litre, rapport × 10, 0,48
Na » :	3 525 »	»	153,2 »
K urinaire :	6 100 »	»	156,4 »
Na » :	80 »	»	3,47 »

BOUQUETIN n° 3 :

Mâle de neuf ans, tué le 20 juin 1956 à Arolla de Valeille, vallée de Cogne, P. N. G. P. (Italie).

K plasmatique :	400 mg/l, soit en méquiv	10,2 par litre
Na » :	3 850 »	»	167,3 »
K urinaire :	6 100 »	»	156,4 »
Na » :	21 »	»	0,9 »

BOUQUETIN n° 4 :

Mâle dans sa huitième année, tué le 3 novembre 1956 au Bec Rouge du Mont Pleureur, Valais (Suisse).

K sérique :	307 mg/l, soit en méquiv	7,8 par litre, rapport × 10, 0,47
Na » :	3 780 »	»	164,3 »

Pas d'urines

BOUQUETIN n° 5 :

Mâle dans sa treizième année, tué le 10 février 1957, à Fenille, Valsavaranche, Val d'Aoste (Italie).

Pas de sang

K urinaire :	10 400 mg/l, soit en méquiv	266 par litre
Na » :	240 »	»	10,4 »

BOUQUETIN n° 6 :

Mâle de dix ans, tué le 9 juin 1957 à Gran Valle, Valnontey, vallée de Cogne, P. N. G. P. (Italie).

Pas de sang

K urinaire :	6 840 mg/l, soit en méquiv	175,3 par litre
Na » :	190 »	»	8,2 »

Aux époques où ces Ibex furent abattus, leur nourriture de base était constituée essentiellement par des Fétuques (*Festuca ovina, F. rubra, F. pumila*).

La détermination du potassium et du sodium dans ces Graminées a été rapportée au poids de cendres d'un échantillon moyen calciné.

Chiffres trouvés :

$$\frac{K}{\text{Cendres totales}} = \frac{1}{3,5} \quad \frac{Na}{\text{Cendres totales}} = \frac{1}{366},$$

soit environ 100 fois plus de potassium que de sodium.

Ces mesures sur le sang et l'urine du Bouquetin des Alpes montrent qu'en dehors de toute atteinte pathologique le potassium excédentaire de la nourriture est éliminé par l'urine.

Nous avons également trouvé une forte kaliurie chez deux formes de Chamois dont la nourriture est très voisine de celle du Bouquetin des Alpes.

Chamois n° 1 (*Rupicapra rupicapra rupicapra*) :
Mâle de 7 ans, tué le 13 *octobre* 1956 *à Saint-Andéol, Vercors, Isère (France).*

K urinaire	: 1850 mmg/l,	soit en méquiv.	47,4	par litre
Na »	: 210 »	»	9,1	»

Chamois n° 2 (*Rupicapra rupicapra pyrenaica*) :
Mâle de 15 *mois, tué le* 2 *août* 1956 *dans la Combe d'Olla, Val Ferrera, Lérida (Espagne).*

K urinaire	: 8000 mmg/l,	soit en méquiv.	205	par litre
Na »	: 60 »	»	2,1	»

Le potassium est essentiellement un cathion cellulaire dont l'entrée et la sortie de la cellule sont en partie régies par les minéralocorticoïdes surrénaliens.

Le Bouquetin des Alpes est donc aussi un Mammifère qui répond à la loi de Bunge-Quinton-Mc Callum; en effet, sans agression de l'organisme et en dehors de toute atteinte cellulaire, l'excédent du potassium alimentaire est simplement rejeté par le rein et le déséquilibre ionique alimentaire ne perturbe pas l'équilibre ionique organique.

(*) Séance du 18 novembre 1957.

PATHOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Des agents néo-rickettsiens ou voisins de la psittacose démontrent expérimentalement l'importance des zoonoses dans la pathologie rénale.* Note de M. **Paul Giroud** et Mlle **Paulette Gauthier-Villars**, présentée par M. Émile Roubaud.

Sept souches différentes d'inframicrobes de 200 à 300 mμ, provoquent chez le Lapin des lésions rénales portant surtout sur le glomérule; elles sont transitoires; sauf en cas de rechute, ces lésions ont disparu au deuxième mois.

Ce sont des constatations cliniques qui nous ont amenés à étudier les lésions rénales provoquées expérimentalement chez le Lapin par des souches néo-rickettsiennes ou des souches de type divers situées dans le

groupe de la psittacose, mais en dehors de contaminations dues aux Oiseaux.

Comme nous avions vu des hépato-néphrites évoluant chez l'Homme en contact, direct ou non, avec des animaux et que nous avions vu des affections hyperthermisantes de l'Homme être accompagnées de néphrites transitoires et réagir sur les mêmes types d'antigènes que les animaux, nous avons cherché à reproduire ce genre de lésions expérimentalement.

Le Lapin a été utilisé pour étudier ces lésions. Il a été inoculé, soit par voie veineuse, soit par voie péritonéale avec des produits virulents issus du poumon ou de membranes vitellines de l'œuf de poule.

Les sept souches utilisées correspondent à des affections humaines allant de l'hyperthermie simple avec exanthème (X 14) à des syndromes encéphalitiques (V 14 et X 15), hépatiques et rénaux (C 16), et à des lésions ganglionnaires (E 18).

Comme souches animales, nous avons utilisé aussi une souche du groupe psittacose isolée d'un avorton de brebis (Q 18) et une souche venant d'une lésion encéphalitique du chien (H 16).

Les lapins inoculés faisaient des maladies générales avec hyperthermie; les tests sérologiques de micro-agglutination n'étaient positifs que lorsque les animaux avaient réagi par de la température. De plus, ces réactions disparaissent en un mois.

Les animaux ne présentaient pas seulement des lésions rénales mais souvent aussi des lésions pulmonaires et des lésions cardiaques, péricardite ou myocardite dont nous avons constaté la fréquence chez l'Homme ou l'animal infectés spontanément.

Dans de nombreux cas, il y avait une congestion intense des méninges. Les frottis des différents organes, mais surtout ceux du poumon et des reins, mettaient en évidence de nombreux éléments colorés en rouge rubis ou en bleu au Macchiavello. Ceux-ci présentaient parfois des morphologies diverses : formes en anneau, en raquette, comme des éléments de péripneumonie; mais nous sommes habitués à ces modifications morphologiques aussi bien avec les éléments du groupe psittacose qu'avec les rickettsies vraies, qu'il s'agisse d'éléments pathogènes de l'Homme ou des animaux, comme les *Cowdria ruminantium*, lorsque ces éléments sont en dehors de leur milieu habituel de culture.

Sur 22 lapins ayant reçu un produit virulent, on constate dans les 15 et 20 jours une augmentation du volume des reins, leur congestion au niveau de la zone corticale et lorsqu'on fait des frottis, on met en évidence avec, par exemple, la souche X 14, des éléments arrondis, en raquettes, en anneaux ou en bâtons flexueux ou, au contraire, des éléments comme ceux qu'on a l'habitude de voir chez les bovins, éléments que nous considérons comme l'évolution d'éléments type psittacose.

Parfois, comme avec la souche C 16, on note non seulement des lésions rénales, mais un cœur mou et dilaté, une péricardite sanguinolente. Les frottis des organes mettent en évidence, dans le rein, les poumons et les autres organes des éléments colorés en rouge ou en bleu au Macchiavello et présentant l'aspect de points de 200 à 300 mμ.

Comparativement, la souche Q 18 provenant d'un avorton de brebis, provoque à peu près les mêmes symptômes dans les reins; beaucoup de glomérules emplissent les capsules, davantage par augmentation du nombre des cellules que par dilatation congestive de l'anse. Il y a aussi quelques polynucléaires; les tubes, la médullaire sont normaux. On peut parler de foyers de glomérulite subaiguë; dans certains cas, on voit même un petit infarctus.

Lorsque les prélèvements d'organes sont plus tardifs, on peut constater des petits foyers interstitiels juxta-glomérulaires, en plus des petits cylindres hyalins cortico-médullaires. Les glomérules sont intacts (souche X 15).

En définitive, sur 23 animaux inoculés, on a constaté une glomérulite les 7e, 15e et 20e jours; une grosse congestion active les 5e, 16e, 45e, 60e et 67e jours; des foyers inflammatoires chez un animal sacrifié à 2 mois; une ébauche de sclérose interstitielle à 71 jours; des tubes cylindriques hyalins à 2 mois; de nombreux cylindres médullaires après 14 mois. D'autre part, 7 lapins sacrifiés de 2 mois à 9 mois après l'inoculation démontraient que les lésions provoquées étaient des lésions transitoires, puisque, à ce moment-là, les reins apparaissaient normaux.

PATHOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Modifications, chez le Lapin et le Rat, du taux des glycoprotéines sériques après une injection d'endotoxine typhique.* Note de Mlle **Michelle Hénon** et M. **Albert Delaunay**, transmise par M. Gaston Ramon.

A la teneur du sérum en glycoprotéines ont déjà été consacrées de nombreuses recherches. Dans une Note précédente [1], nous avons présenté les résultats que nous avons trouvés, nous-mêmes, en étudiant les modifications apportées à cette teneur, chez le Cheval, par une hyperimmunisation. Nous rapporterons ici les variations observées, chez le Lapin et le Rat, après une injection d'endotoxine typhique.

Technique expérimentale. — Six séries comprenant, chacune, six lapins adultes. Dans chaque série, cinq lapins ont reçu par voie intrapéritonéale 1 ml d'une solution d'endotoxine typhique en eau physiologique, la concentration de ce corps étant déterminée en fonction du poids de l'animal (0,5 mg par kilogramme de lapin); le sixième lapin (témoin) recevait, par la même voie, 1 ml d'eau physiologique. Tous les animaux étaient saignés une fois avant le début de l'expérience, puis de nouveaux échantillons de sérum étaient prélevés 1, 3, 24

et 48 h, une, deux et trois semaines après l'injection. Au moment des saignées, était faite aussi, pour chaque animal, une numération des globules blancs.

Dans tous les sérums, nous avons dosé les hexosamines contenues dans les glycoprotéines totales. Nous avons en outre, pour les deux dernières séries d'animaux, dosé les hexosamines présentes dans la fraction perchlorosoluble, ceci avant et 48 h après l'administration du principe bactérien. Que ce soit sur le sérum total ou la seule fraction perchlorosoluble, les dosages ont été effectués selon la technique classique de L.A. Elson et W.T.J. Morgan (2).

Résultats. — *Dans le tableau I*, nous avons reporté les résultats obtenus après examen des échantillons de sérums prélevés sur un des lapins de la seconde série. A titre comparatif, sont aussi indiqués les résultats provenant de l'examen du Lapin témoin (qui n'avait reçu que de l'eau physiologique). On trouvera encore, dans le tableau, les chiffres fournis par les numérations de globules blancs. *Tous* nos résultats ont été comparables à ceux que nous donnons, ici, comme exemples.

TABLEAU I.

Date des saignées
(par rapport au moment de l'injection).

	Avant.	Après						
		1 h.	3 h.	24 h.	48 h.	1 sem.	2 sem.	3 sem.
Lapin n° **80–81–44** (en expérience, a reçu l'endotoxine).								
Taux des leucocytes (a)...	9 600	3 000	1 000	18 200	35 800	12 400	11 200	8 800
Titre en hexosamines des glycoprotéines totales (b)...	73	73	69	84	115	93	95	101
Lapin n° **76–77–33** (témoin, a reçu de l'eau physiologique).								
Taux des leucocytes (a)...	12 400	12 400	9 600	12 000	9 800	13 600	12 200	8 200
Titre en hexosamines des glycoprotéines totales (b)...	76	70	70	83	83	82	82	75

(a) Par millilitre de sérum.
(b) Titre exprimé en milligrammes pour 100 ml de sérum.

Dans le tableau II, les chiffres indiqués correspondent à ce qui a été trouvé chez un Lapin de la dernière série, le titre en hexosamines ayant été recherché, ici, dans le sérum total et dans la fraction perchlorosoluble. *Tous* nos résultats, cette fois encore, ont été *concordants*.

Discussion. — 1. A remarquer la forte leucopénie puis la leucocytose produite chez les lapins par l'injection d'entotoxine (mais le fait est classique). 2. On doit noter en second lieu — et ce fait est nouveau — l'augmentation progressive du titre des glycoprotéines totales après la même injection. Elle atteint son maximum au bout de 48 h. Ce palier

atteint, le titre tend progressivement à redescendre. 3. On peut ajouter qu'à cette augmentation correspond une augmentation parallèle et importante du titre des glycoprotéines perchlorosolubles.

TABLEAU II.

	Date des saignées	
	avant l'injection.	48 h après.
Lapin n° 42-43-47 (en expérience, a reçu l'endotoxine).		
Titre en hexosamines des glycoprotéines totales ([b])...	106	134
Titre en hexosamines des glycoprotéines perchlorosolubles ([b])................................	9,4	13,4
Lapin n° 38-39-47 (témoin, a reçu de l'eau physiologique).		
Titre en hexosamines des glycoprotéines totales ([b])...	106	113
Titre en hexosamines des glycoprotéines perchlorosolubles ([b])................................	10,6	10

Nous avons voulu savoir si l'ensemble de ces faits étaient propres au Lapin ou si, au contraire, ils pouvaient être retrouvés sur une autre espèce animale. Pour cela, nous avons injecté à des rats de 150 g des doses variables d'endotoxine typhique (0,5 et 1 mg). Les animaux étant sacrifiés, les uns 24 h, les autres 48 h plus tard, nous avons effectué, avec le sérum, un dosage des hexosamines totales. La teneur trouvée a été, dans la règle, supérieure à celle mise en évidence au même moment chez des animaux témoins qui n'avaient reçu que de l'eau physiologique. En moyenne, le titre observé chez les rats intoxiqués a été de 140 mg/ml et chez les témoins de 120 mg/ml.

On peut donc dire, sous forme de conclusion, que tant chez le Lapin que chez le Rat, une injection d'endotoxine provoque une augmentation progressive de la teneur du sérum total ou de la fraction perchlorosoluble en glycoprotéines (cette augmentation atteignant son point maximum 48 h après l'injection). Ces résultats étendent ceux antérieurement trouvés par différents auteurs (3) et par nous-mêmes (1).

(1) A. DELAUNAY, M. HÉNON, P. BRUYET, CH. MEIGNIEN et P. RECULARD, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 810.

(2) L. A. ELSON et W. T. J. MORGAN, *Bioch. J.*, 27, 1933, p. 1824.

(3) R. N. HAMMERSTROM, F. H. ADAMS, J. BUSSMAN et C. W. LILLEHEI, *Proc. Soc. Exp. Biol. Med.*, 79, 1952, p. 527; B. N. BOAS et A. F. PETERMAN, *Proc. Soc. Exp. Biol. Med.*, 82, 1953, p. 19; H. E. WEIMER et coll., *Proc. Soc. Exp. Biol. Med.*, 88, 1955, p. 571; H. E. WEIMER et E. L. NELSON, *Fed. Proc.*, 15, 1956, p. 622; H. E. WEIMER et coll., *J. Immunol.*, 78, 1957, p. 1.

MÉDECINE. — *Sur la teneur en vitamine C du liquide céphalo-rachidien et système nerveux au cours des maladies infectieuses.* Note de M. **Georges Marinesco**, Mmes **Aristie Isbasesco** et **Anne Garibaldi**, présentée par M. Léon Binet.

Si, en général, le taux local, les besoins des tissus et le rôle de la vitamine C dans l'organisme normal et pathologique sont des acquisitions bien établies etc., les valeurs et les modifications quantitatives de l'acide ascorbique au niveau du liquide céphalo-rachidien (L. C. R.) et système nerveux au cours des maladies infectieuses restent encore mal définies ou même contradictoires.

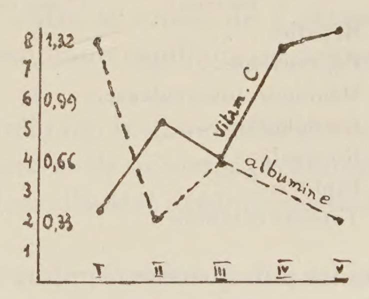
Matériel et méthode de travail. — En vue d'éclaircir le rôle et la valeur locale de l'acide ascorbique dans les maladies infectieuses à manifestations nerveuses d'une part et de tirer des conclusions sur l'évolution clinique de ces maladies d'autre part, nous avons cherché le taux de cette vitamine C chez 30 malades : 16 cas dans le liquide céphalo-rachidien et 14 cas dans le système nerveux (région cortico-frontale) des cas mortels.

Pour la détection de la vitamine C dans le L. C. R. et système nerveux, nous avons utilisé la méthode de Tillmans au dichlorophénol indophénol.

Résultats et succinctes discussions. — Dans le tableau ci-joint (n° 1) on peut remarquer une tendance à la diminution des taux de la vitamine C dans les cas où existe une altération importante de la perméabilité méningée (albuminorachie augmentée). Sur 18 dosages (15 cas) de l'acide ascorbique dans le L. C. R. des diverses affections à manifestations méningo-cérébrales, 12 dosages ont présenté des taux variant entre 4,20-6,49 mg ‰, correspondant à une albuminorachie normale ou légèrement augmentée, tandis que les valeurs les plus basses (2,40-3,90 ‰) ont été observées particulièrement dans les cas à albuminorachie augmentée (0,66-1,98 g ‰).

No. cas	Album gr ‰	Vitamine C mg ‰					
			2	3	4	5	6
7	0,26				•••	••	••
6	0.33			••		••••	
1	0,49					•	
1	0,66		•				
2	1,32		•	•			
1	1,98			•			

Tableau I.



Graphique II.

On conclut que, lorsqu'il existe d'importantes réactions vasculaires méningées où l'hyperalbuminorachie peut être considérée comme témoin de l'hyperméabilité capillaire, la vitamine C peut présenter une diminution quantitative notable. Il semble que cette dissociation entre les taux de l'albumine

et vitamine C dans le L. C. R. caractérise les méningo-encéphalites graves : plus la valeur de l'albumine est augmentée, plus le taux de la vitamine C est abaissé et la maladie paraît plus grave. Au contraire, pendant la convalescence, à côté de la diminution de la valeur de l'albumine anormalement accrue dans le L. C. R., on assiste à une augmentation de l'acide ascorbique, qui revient à sa valeur normale; on peut voir, donc, une dissociation en sens inverse.

Le graphique ci-dessus (n° 2) représente les courbes de l'ascorbicorachie et albuminorachie au cours d'une méningite tuberculeuse traitée, dès les premiers jours de la maladie par streptomycine, isoniazide et vitamine C (300-500 mg par jour). Tandis que le premier dosage, fait à l'admission à l'hôpital montre 1,32 g ‰ d'albumine avec 2,4 mg ‰ de vitamine C, le cinquième, fait après quelques semaines, donne des résultats presque normaux (0,33 g ‰ d'albumine avec 8,20 mg ‰ de vitamine C), mais totalement inversés par comparaison avec les chiffres initiaux, ceci, en rapport, avec la période de guérison (d'après les chiffres donnés par Mariano Castex et Marinesco et coll.) le taux de l'acide ascorbique oscillerait en général entre 8-12 mg par litre de L. C. R.

Dans la deuxième partie de ce travail, nous avons cherché s'il existe de pareilles variations, même dans le tissu nerveux des malades ayant succombé à diverses affections.

En considérant comme normaux chez les enfants (qui représentent plus des 3/4 de nos cas), des taux compris entre 10-17 mg % (10,1-15,5 : Giroud; 17 % : Melka; 16,28 % : notre témoin), nous avons observé une diminution importante de la vitamine C dans le système nerveux des dix cas et des valeurs normales chez quatre cas (tableau n° 3).

Tableau III.

Maladies.	Nos des cas.	Taux vitamine C au-dessous de 10 mg %.	Taux vitamine C entre 1,74-3,90 mg.
Hépatite	5	2	1
Poliomyélite	2	2	1
Méningite tuberculeuse	2	2	2
Encéphalite	2	1	1
Rougeole	1	1	1
Diphtérie	1	1	1
Tumeur cérébrale	1	1	1

Les chiffres les plus abaissés (1,74-2,55) ont été trouvés dans la poliomyélite, diphtérie, rougeole et méningo-encéphalite tuberculeuse.

Une diminution importante de la vitamine C, parallèle à celle du système nerveux, a pu être observée en même temps, au niveau d'autres tissus et organes, spécialement au niveau de la surrénale, qui est particulièrement affectée au cours des hépatites épidémiques où, parfois, la teneur en vitamine C s'abaisse profondément (Marinesco et Coll.). Un seul cas (enfant avec

tumeur cérébrale) a fait exception : tandis que le taux de la vitamine C dans le système nerveux est profondément abaissé (2,80 mg %), la teneur en vitamine C de la surrénale reste normale (122 mg %); ce fait s'expliquerait par le rôle accélérateur de l'acide ascorbique sur le développement des tumeurs.

Toutes ces données tiennent à démontrer que les tissus et les organes sursollicités dans leurs besoins et activités par diverses incitations (infections, intoxications, facteurs de croissance des tumeurs) peuvent déterminer une limitation importante locale de l'acide ascorbique.

En définitive, nous avons trouvé, pour l'hépatite épidémique, au niveau du système nerveux, soit des taux normaux, soit des taux abaissés de la vitamine C au cours des manifestations encéphalitiques ou au cours des comas prolongés, mais toujours accompagnée d'une diminution importante de cette vitamine au niveau de la surrénale.

La diminution assez importante du taux local de la vitamine C, dans le L. C. R. et système nerveux, au cours de neuro-infections ou des maladies générales, à manifestations nerveuses plus ou moins apparentes, peut constituer un argument histochimique très puissant en faveur de l'administration de doses massives de l'acide ascorbique dans ces affections où l'on voit, d'ailleurs, de notables lésions microscopiques de capillarité. La déficience locale de la vitamine C, consécutive aux agressions toxi-infectieuses, peut augmenter encore la perméabilité de la membrane capillaire, elle-même sous la dépendance des agents pathogènes. L'administration judicieuse de l'acide ascorbique peut agrandir tant la défense générale de l'organisme contre les toxi-infections, que la protection locale du tissu nerveux, si sensible aux agressions.

Conclusions. — Le dosage de la vitamine C dans le liquide céphalo-rachidien et le tissu nerveux de la région cortico-frontale au cours de diverses affections à manifestations nerveuses variables (30 cas) a mis en évidence une diminution considérable du taux local de cette vitamine.

On a pu observer une dissociation entre la valeur de l'albuminorachie, témoin de l'hyperperméabilité de la membrane capillaire, et le taux local de l'acide ascorbique.

Dans tous les cas, sauf une tumeur cérébrale, la diminution du taux d'acide ascorbique au niveau du système nerveux a été accompagnée aussi par une réduction de la valeur de cette vitamine dans d'autres organes, particulièrement la surrénale.

On conclut sur la nécessité d'une administration judicieuse, en doses massives, de l'acide ascorbique, en vue de la défense de l'organisme et la protection locale du système nerveux contre les toxi-infections.

(*Institut d'Inframicrobiologie et Clinique des maladies infectieuses, Bucarest.*)

La séance est levée à 16 h 15 m.

R. C.

ERRATA.

—

(*Comptes rendus* du 18 novembre 1957.)

Note transmise le 13 novembre 1957, de Mme *Jane Marie Touzé-Soulet* et M. *Charles Montant*, Les acides organiques de quelques Basidiomycètes supérieurs :

Page 1827, 15e, 16e et 17e lignes, *supprimer la phrase :* La position de cet acide dans le métabolisme intermédiaire de la proline et de l'acide glutamique est connue (11), (12).

Page 1827, dernière ligne et page 1828, 1re ligne, *supprimer les références* (11) *et* (12).